

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**

**Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II**



**TESIS DOCTORAL**

**Condiciones físicas y químicas en la nube molecular  
Orión A**

TESIS DOCTORAL

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

**Arturo Rodríguez Franco**

Director:

Jesús Martín-Pintado Martín

**Madrid, 2002**

ISBN: 978-84-669-0457-5

© Arturo Rodríguez Franco, 1995

Centro Astronómico de Yebes  
Observatorio Astronómico Nacional  
Instituto Geográfico Nacional

# **Condiciones físicas y químicas en la nube molecular Orión A**

**Arturo Rodríguez Franco**

Memoria presentada para acceder al grado de Doctor  
Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera  
Facultad de Ciencias Físicas  
Universidad Complutense de Madrid

Madrid, 1995

*Existe un cierto placer en la locura  
que sólo el loco conoce.*

Dryden.

## Agradecimientos

La realización de este trabajo ha sido posible gracias a la colaboración y apoyo de algunas personas a las que quiero expresar mi agradecimiento.

En primer lugar, quisiera dar las gracias a mi director de tesis, Jesús Martín–Pintado, por su constante dedicación, la infinita paciencia demostrada al cabo de todos estos años así como por su apoyo y confianza en mí depositada.

A Jesús Gómez González director del Observatorio Astronómico Nacional por haber puesto a mi disposición todos los medios necesarios para la realización de este trabajo.

A Asunción Fuente y Santiago García–Burillo por las continuas discusiones, científicas y no científicas, y por haber demostrado una paciencia casi infinita conmigo.

Agradezco, igualmente a Pablo de Vicente con quien he compartido despacho y que con un inagotable optimismo ha estado siempre dispuesto a ayudarme.

Muchas de las figuras que aparecen en esta memoria son el resultado de un complejo proceso de tratamiento de imágenes. Algunos de los programas que permitieron realizarlo fueron desarrollados por Javier Alcolea a quien quisiera agradecer su inestimable ayuda.

Quisiera dar también las gracias a la profesora María José Fernández Figuerola por haber aceptado gustosamente la tutoría de esta tesis.

Finalmente, no he de olvidarme de Manolo, Marta, Santiago y María Victoria que tanto interés y empeño pusieron en que este trabajo llegara a buen término, ni de Sole del Río y Josefina Montalbán, compañeras hace tiempo y amigas desde entonces.



# Índice de materias

<b>Prefacio</b>	<b>v</b>
<b>1 Formación de estrellas masivas en nubes moleculares y sus efectos</b>	<b>1</b>
1.1 Introducción . . . . .	1
1.2 Mecanismos inductores de la formación estelar . . . . .	3
1.3 Evolución de las estrellas masivas . . . . .	4
1.3.1 Fase de pre-secuencia principal . . . . .	5
1.3.2 Fase de la secuencia principal . . . . .	9
1.4 Regiones H II . . . . .	9
1.5 El problema de las regiones H II compactas y ultracompactas . . . . .	13
1.6 Influencias de la formación estelar en la nube materna . . . . .	19
1.6.1 Evolución de una envoltura sometida a la acción de un viento estelar. Inestabilidades . . . . .	20
1.6.2 Influencias sobre la química . . . . .	23
<b>2 La Región de Orión</b>	<b>27</b>
2.1 Gran escala . . . . .	27
2.2 La componente estelar . . . . .	28
2.2.1 La asociación de estrellas masivas Ori OBI y la formación estelar secuen- cial en Orión. . . . .	28
2.2.2 La distribución de estrellas poco masivas . . . . .	30
2.3 La “Nebulosa de Orión” . . . . .	30
2.3.1 El “cúmulo del Trapecio” . . . . .	32
2.3.2 La emisión en el infrarrojo (IR) . . . . .	33
2.3.3 La emisión radio en Orión A. El complejo molecular OMC 1 . . . . .	36
<b>3 La estructura a pequeña y gran escala de OMC 1 en HC<sub>3</sub>N</b>	<b>47</b>
3.1 Observaciones . . . . .	47
3.2 Presentación de resultados . . . . .	47
3.3 Descripción de los resultados . . . . .	49
3.3.1 La pequeña escala . . . . .	49
3.3.2 La gran escala . . . . .	54
3.4 Las condiciones físicas del gas denso en Orión A . . . . .	63
3.5 La cavidad de HC <sub>3</sub> N alrededor de IRc2 . . . . .	64

3.6	Evidencias de la interacción de M 42 con el gas denso . . . . .	65
3.6.1	La morfología y la cinemática a gran escala del gas denso . . . . .	67
3.6.2	Las “alas azules” en la emisión de $\text{HC}_3\text{N}$ cerca del Trapecio . . . . .	70
3.6.3	La asociación de los MFs con los objetos Herbig–Haro, los filamentos de $\text{H}_2$ y las estructuras de gas ionizado . . . . .	72
3.6.4	Origen y evolución de los MFs . . . . .	74
3.7	Conclusiones . . . . .	76
<b>4</b>	<b>La emisión de CO. Interacción de las estrellas jóvenes con la nube materna</b>	<b>79</b>
4.1	Observaciones . . . . .	79
4.2	Resultados . . . . .	79
4.3	El gas de muy alta velocidad en las cercanías de IRc2 . . . . .	82
4.3.1	Morfología . . . . .	82
4.3.2	Estructura del gas de alta velocidad. Los “proyectiles” . . . . .	93
4.3.3	Las condiciones físicas del gas de alta velocidad . . . . .	93
4.3.4	El flujo bipolar alrededor de IRc2 . . . . .	105
4.4	El flujo bipolar “Orión-S” . . . . .	106
4.4.1	La condensación “S6” . . . . .	106
4.4.2	Morfología . . . . .	107
4.4.3	Cinemática . . . . .	109
4.4.4	Fuente excitadora . . . . .	112
4.4.5	Los “proyectiles” de alta velocidad del flujo bipolar Orión-S . . . . .	117
4.5	El origen de los flujos de alta velocidad en la región de Orión A . . . . .	119
4.6	Proyectiles asociados a los flujos bipolares de estrellas masivas . . . . .	121
4.7	La distribución del gas de alta velocidad alrededor de IRc2 . . . . .	123
4.7.1	La distribución de masa . . . . .	130
4.8	La interacción entre el flujo bipolar asociado a IRc2 y el material ambiente . . . . .	137
4.9	La distribución de la emisión de CO a gran escala . . . . .	143
4.9.1	Morfología . . . . .	143
4.9.2	Las condensaciones con gran velocidad o “bullets” . . . . .	156
4.10	Evidencias de la interacción entre M 42 y la nube molecular ambiente . . . . .	156
4.10.1	El frente de ionización más interno (IIF) . . . . .	159
4.10.2	El confinamiento de la región H II. El filamento NF 1 y las condensaciones DBs . . . . .	160
4.11	Filamentos de alta velocidad. Evidencias observacionales de la interacción gas ionizado–gas neutro . . . . .	166
4.12	Las condiciones físicas de la emisión de alta velocidad a gran escala. Proyectiles . . . . .	172
4.13	Origen de los filamentos y de las condensaciones de alta velocidad asociadas con la región H II . . . . .	175
4.14	Conclusiones . . . . .	177

<b>5</b>	<b>Las regiones de fotodisociación y su química. Observaciones de CN</b>	<b>181</b>
5.1	Introducción . . . . .	181
5.2	Observaciones . . . . .	182
5.3	Resultados . . . . .	183
5.4	La transición $N = 2 - 1$ . . . . .	190
5.5	La morfología y cinemática de la emisión de CN . . . . .	191
5.6	Las condiciones físicas de la región de emisión de CN . . . . .	199
5.6.1	Interfases de interacción entre las regiones H II y la nube ambiente . . . .	201
5.7	La distribución de abundancias de CN . . . . .	206
5.8	La relación entre $\text{HC}_3\text{N}$ y CN . . . . .	208
5.8.1	La química del CN interestelar . . . . .	208
5.8.2	La química del $\text{HC}_3\text{N}$ . . . . .	210
5.8.3	La razón $\text{HC}_3\text{N}/\text{CN}$ como trazadora de regiones de fotodisociación y de “hot cores” . . . . .	211
5.9	Conclusiones . . . . .	215
<b>6</b>	<b>Conclusiones generales y perspectivas</b>	<b>217</b>
6.1	Pequeña escala. La interacción de los objetos jóvenes con el material ambiente .	217
6.2	Gran escala. La interacción de la región H II con el gas ambiente . . . . .	218
<b>A</b>	<b>Los modelos empíricos de Orión</b>	<b>221</b>
<b>B</b>	<b>El radiotelescopio de Pico de Veleta</b>	<b>229</b>
B.1	Características del radiotelescopio . . . . .	229
B.2	Receptores y espectrómetros . . . . .	230
<b>C</b>	<b>El radical CN</b>	<b>233</b>
C.1	Moléculas con momento angular electrónico . . . . .	233
C.2	Acoplamiento entre la rotación molecular y el movimiento de los electrones . . .	235
C.2.1	La aproximación de Hund. El “caso b” . . . . .	235
C.2.2	Moléculas en el estado $^2\Sigma$ . . . . .	236
C.2.3	Estructura magnética hiperfina. Esquemas de acoplamiento . . . . .	238
C.3	CN . . . . .	239
	<b>Bibliografía</b>	<b>243</b>



# Prefacio

En este trabajo se presentan las primeras observaciones realizadas hasta la fecha, a pequeña y gran escala con alta resolución tanto espacial como en frecuencias de la región del cielo más observada, Orión A. En él se ha pretendido realizar un estudio minucioso de las condiciones físicas y químicas así como de la morfología y de la evolución dinámica de una región claramente influenciada por los procesos de formación de nuevas estrellas que en ella se están desarrollando.

En el capítulo 1 se realiza una revisión del medio interestelar así como de las distintas fases evolutivas de las estrellas y de los fenómenos que éstas conllevan (flujos bipolares, regiones H II) y las implicaciones que éstos pueden tener sobre el material ambiente. El capítulo 2 se dedica a realizar un repaso de las distintas observaciones que sobre Orión se han realizado hasta la fecha y se introduce al lector en los diferentes objetos existentes en la región y se presentan las distintas componentes espectrales que a lo largo del trabajo serán estudiadas en detalle.

En los tres siguientes capítulos se presentan y discuten los resultados obtenidos con nuestras observaciones. El capítulo 4 se dedica al estudio del gas denso a pequeña y gran escala en la emisión del  $\text{HC}_3\text{N}$ . En la transición  $J = 24 \rightarrow 23$  se ha cartografiado el gas en las cercanías de IRc2 mostrando la existencia de un anillo denso y caliente en cuyo borde interior se encuentra situada dicha fuente. En la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  se ha realizado una cartografía a gran escala de la región. El estudio de la emisión de dicha transición ha permitido detectar por vez primera la presencia de numerosos filamentos estrechos y alargados (de hasta  $300''$  de longitud) así como un conjunto de pequeñas condensaciones con una compleja cinemática cuya existencia muy probablemente esté relacionada con la interacción entre la región H II M42 y el material ambiente y más concretamente con el desarrollo de inestabilidades dinámicas en la superficie de interfase entre el gas ionizado y el gas neutro. Además, combinando estas observaciones con las realizadas a gran escala en las transiciones rotacionales  $J = 16 \rightarrow 15$  y  $J = 24 \rightarrow 23$  se han determinado las condiciones físicas de estos objetos.

El capítulo 5 se dedica a las observaciones a gran escala del gas ambiente y el gas de alta velocidad en la emisión de CO. En este capítulo se realiza un estudio detallado de la emisión del gas más tenue distinguiendo la emisión del gas ambiente, de aquella de alta velocidad que procede de la interacción entre la región H II y la nube molecular ambiente, así como de la procedente de los flujos bipolares detectados en la zona. Gracias a la elevada resolución en frecuencias y la alta sensibilidad de los receptores utilizados en las observaciones se ha detectado gas de alta velocidad distribuido sobre filamentos que claramente están influenciados por la región H II y cuya presencia tiene implicaciones en los modelos existentes sobre la evolución de este tipo de regiones. Así mismo, se han detectado por primera vez condensaciones de muy alta velocidad o “proyectiles” asociados a los flujos bipolares de IRc2 y Orión-S así como otros asociados a la

propia región II II.

En el capítulo 6 se presenta una cartografía a gran escala de la emisión del radical CN. La abundancia de esta molécula se ve realzada en regiones en las que existe un importante campo de fotones UV. Su estudio ha permitido determinar por primera vez las condiciones físicas y la cinemática de los distintos frentes de ionización que confinan a las regiones II II M 42 y M 43. Este capítulo finaliza con un estudio de la relación entre las abundancias de  $\text{HC}_3\text{N}$  y CN mostrando que dicha relación es un eficaz trazador de regiones de fotodisociación así como de núcleos calientes.

# Capítulo 1

## Formación de estrellas masivas en nubes moleculares y sus efectos

### 1.1 Introducción

La Vía Láctea contiene alrededor de  $10^{11} M_{\odot}$  de las que el 90% está en forma de estrellas de todo tipo y el 10% de la masa restante se encuentra fundamentalmente en extensos complejos de gas y polvo. La mayoría de la masa es neutra y se encuentra en condensaciones de materia relativamente frías ( $T_K \lesssim 200$  K) y con densidades de al menos  $1 \text{ cm}^{-3}$ . En las zonas más densas y opacas de estas condensaciones el material es fundamentalmente neutro y está en forma molecular. Por esta razón estos grandes complejos de gas y polvo reciben el nombre de “nubes moleculares”. A pesar de su relativamente pequeña contribución a la masa de la Galaxia, esta fase del material interestelar juega un papel fundamental en la evolución de la misma, ya que las nubes moleculares son las principales regiones de formación estelar activa en nuestra Galaxia (Zuckerman & Palmer, 1974; Burton, 1976).

La clasificación esquemática más usual de las nubes moleculares divide a éstas en tres grandes grupos:

- Las nubes difusas
- Las nubes oscuras
- Las nubes moleculares gigantes

Las nubes difusas son los objetos más tenues dentro de esta clasificación, tienen densidades que varían entre 1 y  $10^2 \text{ cm}^{-3}$ , y temperaturas cinéticas que oscilan entre 40 K y 150 K. Las primeras de moléculas interestelares (CH, CN y  $\text{CH}^+$ ) se detectaron en este tipo de nubes. Su baja extinción visual hace que la radiación ultravioleta (UV) penetre en las mismas por lo que presentan un grado de ionización mayor que los otros dos tipos de nubes moleculares, así como una composición química mucho más “simple”, en cuanto al número de especies moleculares se refiere. Dadas sus características (densidades y ausencia de gran número de especies moleculares), estas nubes se estudian por medio de líneas de absorción en el visible, en el UV, y en menor medida, en radio.

Las nubes difusas presentan tamaños comprendidos entre 5 y 35 pc y masas típicas de aproximadamente  $400 M_{\odot}$ . Las bajas densidades (entre  $10$  y  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ ) revelan una ausencia de formación estelar en el interior de estos objetos, y su estado difuso podría representar una de las primeras fases de formación de nubes moleculares densas por coagulación de varias nubes difusas (Scoville & Hersh, 1979), o los restos de una nube molecular gigante después de que todo su material haya sido destruido o dispersado por los procesos de formación y evolución estelar que tuvieron lugar en su seno.

El segundo grupo de objetos de esta clasificación lo constituyen las nubes oscuras. Estas deben su nombre al aspecto que toman en las placas ópticas, pues aparecen como zonas oscuras sobre un fondo brillante de estrellas. Esta apariencia se debe a que el polvo interestelar asociado a estas grandes condensaciones de gas las hace lo suficientemente opacas como para absorber toda la luz de las estrellas que se encuentran detrás de las mismas. Estudios de la extinción visual en estos objetos y observaciones en líneas de moléculas con diversas resoluciones angulares (Ver por ejemplo Spitzer, 1978) han mostrado que son objetos fríos ( $T_k \sim 10 - 15 \text{ K}$ ), cercanos al Sol (están situadas a una distancia  $\lesssim 400 \text{ pc}$ ) y con densidades de  $\text{H}_2$  de  $\sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

La mayor extinción visual ( $A_v > 4 \text{ mag}$ ) en sus zonas centrales hace que su interior esté completamente apantallado frente a la radiación UV evitando, de esta manera, la destrucción de moléculas por medio de la fotodisociación o fotoionización dando lugar a una composición molecular excepcionalmente rica. De hecho, algunas moléculas extraordinariamente complejas como  $\text{HC}_9\text{N}$ ,  $\text{HC}_{11}\text{N}$ ,  $\text{HC}_{13}\text{N}$ , etc., han sido detectadas en el medio interestelar (MI) sólo en la dirección de los núcleos de estas nubes. Asociados a las nubes oscuras se encuentran también signos de formación estelar reciente, en particular estrellas de baja masa de tipo T Tauri. Sin embargo, hasta la fecha no se conocen evidencias de formación estelar masiva en este tipo de nubes.

El último grupo lo constituyen las nubes moleculares gigantes. Estas contienen la mayoría de la masa molecular de la Galaxia. Este tipo de nubes son generalmente complejos de material interestelar en los que se encuentran probablemente englobados prácticamente todos los tipos de nubes anteriormente mencionadas. Así, en sus partes más internas, gran cantidad de materia está en forma de nubes oscuras alrededor de las cuales se encuentran envolturas más tenues que en sus partes más externas podrían considerarse como nubes difusas. Observaciones de la emisión de CO realizadas con una resolución moderada de las nubes moleculares gigantes en la Galaxia determinan masas que varían entre  $10^5$  y  $3 \times 10^6 M_{\odot}$ , y tamaños que pueden alcanzar varias decenas de parsecs. Así mismo se encuentra que las nubes moleculares gigantes tienen un alto grado de fragmentación conteniendo su vez complejos formados por unidades más pequeñas o “condensaciones” (*clumps*) con masas comprendidas entre  $10^3$  y  $10^4 M_{\odot}$ , tamaños que varían entre 2 y 5 pc, densidades  $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y temperaturas que oscilan alrededor de 10 K (Sargent, 1977; Evans, 1978; Rowand–Robinson 1979). De hecho se ha propuesto que las nubes oscuras cercanas al Sol constituyen parte de una o más nubes moleculares gigantes.

En contraste con las nubes moleculares oscuras, que sólo muestran núcleos (condensaciones) de gas molecular con densidades menores que  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  y bajas temperaturas, las nubes gigantes contienen zonas con tamaños inferiores a 0.1 pc, densidades mucho más altas ( $> 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) y altas temperaturas cinéticas ( $\geq 100 \text{ K}$ ) que se conocen con el nombre de *hot cores* (núcleos calientes). Estos núcleos calientes están, generalmente, asociados a zonas de formación estelar reciente como demuestra la presencia en su seno de fuentes de infrarrojo muy intensas y más



de  $\text{H}_2\text{O}$  con altas velocidades. Así mismo, y a diferencia de las nubes oscuras, son en este tipo de nubes en las únicas en las que se encuentra formación de estrellas masivas (estrellas de tipo OB excitadoras de regiones H II). Una gran cantidad de moléculas interestelares de gran complejidad han sido detectadas en los núcleos calientes ya que presentan una química muy particular y rica debido a las altas temperaturas que favorecen la evaporación de moléculas que se condensan en los granos antes de sufrir el calentamiento de las estrellas jóvenes.

## 1.2 Mecanismos inductores de la formación estelar

La ausencia de formación estelar de alta masa en nubes oscuras, y la formación de asociaciones OB en nubes moleculares gigantes, ha sido objeto de numerosos estudios (ver por ejemplo Wynn–Williams, 1982; Blitz, 1990; Cernicharo, 1990). Mientras las estrellas poco masivas se forman de manera más o menos uniforme sobre toda la nube molecular y su formación es probablemente continua, las estrellas masivas no lo hacen de manera continua a lo largo del tiempo y su distribución es muy particular. Generalmente las estrellas masivas se forman de una manera eficaz en un momento dado, generando cúmulos denominados “asociaciones OB”. Estos cúmulos estelares son muy jóvenes ( $< 10^6$  años) y se sitúan en regiones en donde la densidad del gas interestelar es muy alta. Así mismo, existen gran número de evidencias observacionales que sugieren que las estrellas masivas se forman predominantemente en las partes externas de las nubes moleculares gigantes.

En las galaxias espirales como la nuestra, se observa como las estrellas jóvenes de tipo O y B, asociadas con regiones H II, se forman en los brazos espirales en donde se encuentra la mayoría del gas y polvo de la galaxia. Este hecho sugiere la existencia de un factor de estimulación que induce la formación eficaz de estrellas y que actúa a escala galáctica. Existen, esencialmente, dos teorías que tratan de explicar esta distribución a gran escala de la formación estelar masiva en las galaxias espirales: la teoría de las ondas de densidad (Lin & Shu, 1964; Roberts, 1969), y la formación contagiosa de estrellas (Seiden & Gerola, 1979).

La teoría de ondas de densidad justifica el mantenimiento de una estructura espiral como resultado de la propagación en el disco de una onda espiral autocohérente. Roberts (1969) predice la formación de ondas de choque en el gas neutro a su encuentro con la onda espiral. El considerable incremento en la densidad del gas neutro al paso de la onda, induce la formación estelar masiva a partir de grandes complejos moleculares de H I que se convierten en gravitacionalmente inestables. De este modo la asociación espacial de las regiones H II con los brazos espirales queda explicada, siendo la presencia de una onda de densidad clave en el desencadenamiento de la formación estelar en las galaxias espirales.

Sin embargo, los estudios recientes del medio interestelar revelan una composición más compleja que la utilizada en el modelo de Roberts. La mayor parte del volumen, aproximadamente el 80%, está ocupado por el gas coronal, difuso y muy caliente ( $10^6$  K). El 20% restante se encuentra en forma de nubes de gas neutro, atómico y molecular (ver sección 1.1). Con esta composición la generación de una onda de choque resulta difícilmente justificable (Casoli & Combes, 1982). El papel de las ondas de densidad en la formación estelar en los discos de las galaxias espirales es actualmente muy controvertido. Por ejemplo, el estudio estadístico de Elmegreen & Elmegreen (1986) revela que las ondas de densidad no aumentan la tasa global de formación estelar de las

galaxias espirales sino que se limitan a reorganizarla.

El segundo modelo, elaborado por Seiden & Gerola (1979), para explicar la morfología óptica de las galaxias espirales es el de la formación contagiosa de estrellas. Según esta teoría los efectos dinámicos de las asociaciones de estrellas OB y de las explosiones supernova sobre el gas molecular circundante (compresión del gas e inducción de inestabilidades gravitacionales en el mismo), desencadenan la propagación del proceso de formación estelar a otras regiones. Este efecto, unido al de la rotación diferencial del disco da origen a la formación de los brazos espirales. En las galaxias irregulares, en las que no se observa la presencia de ondas de densidad, este mecanismo explica adecuadamente el régimen de formación estelar. Sin embargo, este modelo no es capaz de reproducir satisfactoriamente la gran simetría de la estructura espiral existente en la mayoría de las galaxias espirales observadas.

El hecho de que la teoría de las ondas de densidad sea capaz de explicar la asociación espacial entre los brazos espirales y la formación de estrellas masivas no implica que éste sea el único dispositivo que desencadene esta clase de formación estelar en las galaxias espirales. Es más, una vez se han formado las primeras estrellas por el paso de una onda de densidad éstas pueden desencadenar la formación de nuevas estrellas siguiendo el esquema descrito por la teoría del contagio.

Dentro de un marco más local, la teoría de contagio es conocida también como la teoría de la “formación secuencial de estrellas”. La idea de la formación secuencial de estrellas es originaria de Blaauw (1964). Éste se dió cuenta de que en nuestra galaxia las asociaciones OB la separación entre los miembros de cada subgrupo es directamente proporcional a la edad del propio subgrupo (figura 1.1). Con el fin de explicar este fenómeno Elmegreen y Lada (1977) realizaron observaciones de nubes moleculares densas en el dominio radio e infrarrojo encontrando que los indicios de la formación estelar, se hallaban en las cercanías de la interfase de la región H II y de su nube molecular asociada (figura 1.2). Estudiaron por tanto la evolución de una capa delgada de gas neutro situada entre el frente de ionización y el frente de choque. Según el modelo esta capa es gravitacionalmente inestable y así, en algunos millones de años, colapsará y dará lugar a la formación de nuevas estrellas masivas que reiniciarán el proceso.

En este trabajo se estudian los efectos de la interacción de las estrellas recién formadas en el material circundante por lo que interesa estudiar estas posibilidades desde el punto de vista observacional, por ello vamos a describir con cierto detalle los modelos más realistas de regiones H II y su posible interacción con el medio circundante.

### 1.3 Evolución de las estrellas masivas

Desde su nacimiento, las estrellas masivas desarrollan diversas actividades violentas que se prolongan durante todos sus estados evolutivos interaccionando y cambiando las condiciones físicas del medio circundante, pudiendo incluso estimular a su vez la formación de nuevas estrellas (ver sección 1.2). Usualmente, el proceso de evolución, y como consecuencia de interacción, de las estrellas con su medio circundante se divide en tres fases conocidas como pre-secuencia principal, secuencia principal, y post-secuencia principal. En este trabajo se estudian los efectos en la materia circundante de las dos primeras fases de la evolución estelar.

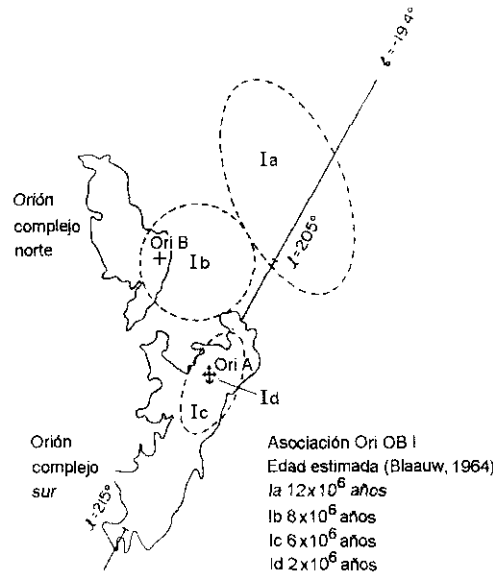


Figura 1.1: Mapas de CO de las nubes moleculares vinculadas a la asociación de estrellas OB I en la región de Orión. Se muestra también las extensiones aproximadas de los distintos subgrupos identificados por Blaauw.

### 1.3.1 Fase de pre-secuencia principal

Los avances observacionales de las últimas décadas han cambiado dramáticamente la idea que se tenía de la formación estelar. El proceso es mucho más complejo y violento de lo que se imaginaba al final de los setenta, y contra la idea de búsqueda de alguna evidencia de colapso, posible indicadora de las primeras fases de formación estelar, se encontró contrariamente que su signatura observacional más evidente se manifiesta mediante procesos de eyección de materia.

#### Fase de pérdida de masa

En sus primeras etapas, antes de alcanzar la fase de secuencia principal, las estrellas presentan una fase de pérdida de masa extraordinariamente violenta que supone una fuerte interacción con la nube molecular materna y que se manifiesta en forma de “flujos moleculares de alta velocidad” (*outflows*). La presencia de esta eyección de materia se revela en los espectros por medio de “alas” de alta velocidad o componentes secundarias que aparecen superpuestas en el espectro de la emisión de la nube ambiente y que provienen del material barrido por el intenso viento estelar. Estas “alas” de alta velocidad se muestran a ambos lados (azul y rojo) de la línea que se genera en la nube ambiente, y su distribución espacial suele provenir de dos regiones que se observan generalmente en forma de dos lóbulos (o cavidades producidas por el viento) orientados en sentidos opuestos. Por esta razón los flujos moleculares de alta velocidad son conocidos también con el nombre de “flujos bipolares”. Los mecanismos que producen estos flujos así como los procesos físicos que intervienen en la colimación de los vientos estelares y su evolución son cuestiones básicas que por el momento son pobremente conocidas.

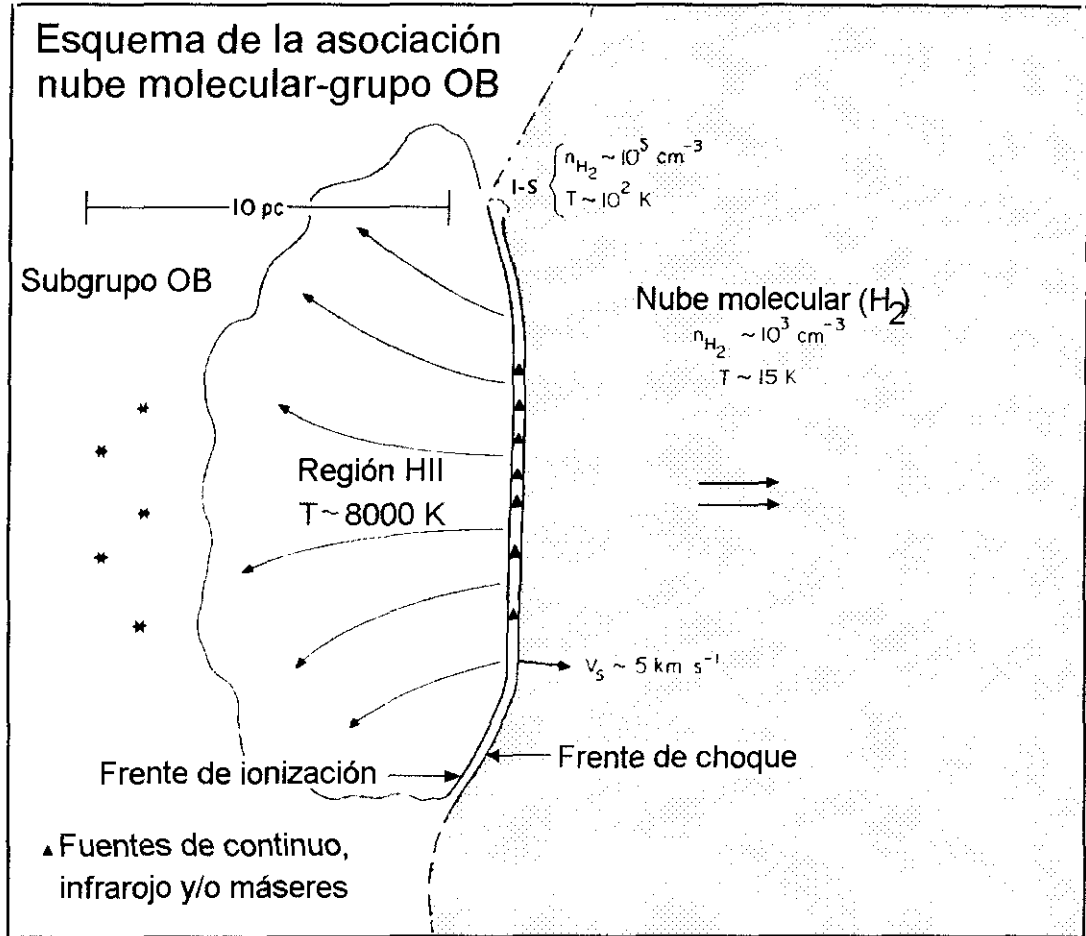


Figura 1.2: Representación esquemática de la estructura de un complejo asociación OB–nube molecular. Un subgrupo de estrellas OB se encuentra en las cercanías de una gran nube molecular. La radiación ionizante producida por las estrellas del subgrupo ha creado una región HII en el borde de la nube molecular cuya expansión produce el avance de frente de choque que es precedido por el frente de ionización. Al cabo de  $\sim 2 \times 10^6$  años, la delgada capa existente entre los dos frentes anteriormente citados se hace inestable y en ella aparecen signos de formación de nuevas estrellas.

La primera detección de este fenómeno se realizó en Orión (Zuckerman, Kuiper y Rodríguez-Kuiper, 1976; Kwan & Scoville, 1976) en la emisión de la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  de la molécula de  $^{12}\text{CO}$ . En la actualidad se conocen más de doscientos objetos estelares jóvenes que se encuentran en este estado de su evolución (McCutcheon *et al.*, 1991; Morgan *et al.*, 1991; Bachiller *et al.*, 1991). Los flujos bipolares se observan alrededor de todo tipo de objetos estelares jóvenes, independientemente de su masa o luminosidad. Aunque la mayoría de los flujos observados tienen carácter bipolar, algunos son isótropos, coincidiendo espacialmente en ellos los lobulos azul y rojo. Esta situación puede ser explicada si el eje de eyección del flujo coincide aproximadamente con la línea de mira. Algunos flujos bipolares por el contrario muestran una estructura multipolar observándose distintos lóbulos de gas con emisión desplazada hacia el rojo o hacia el azul. En estos casos es difícil establecer si la estructura observada es debida a la superposición de la emisión proveniente de distintos flujos, o a la desviación del material eyectado por un solo objeto después de producirse colisiones con condensaciones existentes en la propia nube ambiente, o bien a que la expulsión del gas haya sido intermitente, al producirse variaciones en la dirección de la eyección en los distintos periodos de la misma. Finalmente, también se han observado flujos monopolares, éstos estarían producidos por aquellos objetos que se encontraran situados en las cercanías de alguno de los bordes de la nube molecular ambiente, de manera que uno de los lóbulos de gas colimado tendría poco material para acelerar. Alternativamente este último caso podría ser producido si el viento originariamente se produce desde un solo polo. En la clasificación realizada por Lada (1985) de aproximadamente 67 objetos en esta fase de su evolución se encuentra que un 15% son flujos monopolares, un 10% isótropos, mientras que un 75% son bipolares. De cualquier manera, el carácter bipolar de la mayoría de los flujos moleculares ha sido uno de los aspectos más importantes en el estudio de los mismos.

Esta morfología característica que presenta esta fase de eyección de materia es el resultado de la colimación, ya sea de una manera intrínseca o por medio de un agente externo, del viento estelar producido por el objeto estelar joven. El grado de colimación es variable, y en ciertos casos bastante pobre (por ejemplo, AFGL 490). Sin embargo esta situación puede ser producida bien por efectos geométricos de proyección, bien por falta de resolución angular. No obstante se sabe (Lada, 1985) que la “falta de colimación” es una propiedad intrínseca de los flujos y no un efecto de una selección observacional, resultado de una orientación al azar de objetos que por sí solos estaban bien colimados. El bajo factor en la colimación de los flujos llevó a la suposición inicial de que el mecanismo responsable de la misma debía ser de carácter interestelar (Cantó *et al.*, 1981; Königl, 1982). Sin embargo, en numerosos casos en los que el factor de colimación era pequeño, los flujos moleculares estaban asociados a *jets* ópticos con muy alto grado de colimación por lo que hay autores que se decantan a un mecanismo de colimación circunestelar (Snell *et al.*, 1980; Shu, Lizano y Adams, 1987) o inclusive intrínseco al propio objeto (Pudritz y Norman, 1983; Uchida y Shibata, 1984; Torbett, 1984; Hartmann y McGregor, 1982).

Existen un gran número de fuentes de error a la hora de determinar los parámetros físicos característicos de un flujo (Lada, 1985; Margulis y Lada, 1985; Leveault, 1988; Cabrit y Bertout, 1990), y así por ejemplo, algunos autores suponen que la emisión del CO en las alas de la línea es ópticamente delgada y que existe equilibrio termodinámico local. Estas hipótesis introducen dos fuentes de error en el cálculo de las masas del flujo pues, en primer lugar no está muy claro en que punto del espectro empieza la emisión del flujo propiamente dicho y que parte pertenece a la emisión de la nube ambiente, y en segundo lugar la emisión puede ser ópticamente espesa. No

obstante se han obtenido valores para la masa molecular total de material eyectado comprendidos entre unas  $10^{-2}$  y  $100 M_{\odot}$ , existiendo alguna indicación de que los objetos más luminosos son los que producen los flujos más masivos (Bally y Lane, 1991).

El momento y la energía de un flujo, pueden ser determinados directamente de las observaciones siempre que conozcamos, o podamos estimar, la inclinación con respecto a la línea de mira de cada elemento de fluido en el campo de velocidades. Sin embargo, la determinación de la estructura “tridimensional” de un flujo a través de las observaciones no es sencilla y hay que recurrir a modelos que permitan reproducir aproximadamente los mapas obtenidos observacionalmente. De cualquier manera, en la mayoría de los casos es muy difícil determinar el ángulo de inclinación del flujo, por lo que a la hora de estimar los valores del momento y la energía hay que realizar aproximaciones sobre el campo de velocidades. Se utilizan dos métodos para evaluar estas magnitudes. El primero supone que el flujo se encuentra en el plano del cielo, (Snell, Scoville, Sanders y Erickson, 1984) obteniéndose claramente un límite inferior a los parámetros energéticos del flujo. El segundo método (Lada, 1985), supone que la velocidad del gas es constante. La elección de la velocidad es arbitraria no obstante, Bally y Lada (1983) optan por tomar la máxima observada en el flujo. Sin embargo, esta elección lleva consigo una sobreestimación de la energía y el momento del flujo ya que los *outflows* presentan gradientes de velocidades con importantes cantidades de masa que se mueven a velocidades inferiores a la máxima. Siguiendo este segundo método, se encuentran unos valores para el momento comprendidos entre  $10^{-1}$  y  $10^2 M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$ , mientras que la energía tiene valores que van desde  $10^{43}$  hasta  $10^{47}$  erg.

El tamaño del radio mayor (longitud) de los flujos bipolares varía entre 0.1 y 0.5 pc y los valores de las velocidades terminales se encuentran comprendidos entre unos pocos  $\text{km s}^{-1}$  y aproximadamente  $100 \text{ km s}^{-1}$ , con lo que la escala cinemática de tiempo (longitud del flujo dividida entre la velocidad terminal) suele estar comprendida entre  $10^3$  y  $10^5$  años. Evidentemente esta escala de tiempo es fuertemente dependiente de la geometría supuesta y de la orientación del objeto en el espacio.

Los altos valores obtenidos para el momento, la energía cinética, así como el elevado número de objetos jóvenes de todo tipo (independientemente de su masa o luminosidad) sobre los que se observa este tipo de fenómeno (Bachiller & Gómez-González, 1992), hace que los flujos bipolares sean un mecanismo extremadamente importante de comunicación de energía mecánica (de turbulencia) a las nubes moleculares gigantes y por tanto fundamentales en el estado de equilibrio de las mismas.

Recientemente, se han detectado “flujos bipolares extremadamente veloces” (EHV) en las transiciones de la molécula de CO con velocidades terminales superiores a  $150 \text{ km s}^{-1}$  (Lizano *et al.*, 1988; Koo, 1989; Margulis y Snell, 1989; Bachiller y Cernicharo, 1990) en estrellas de baja masa. Estos flujos, que están fuertemente colimados, son reminiscencias de *jets* ópticos (ionizados) procedentes de objetos estelares jóvenes y parecen romperse en pequeñas condensaciones de gas molecular con alta velocidad o “proyectiles” (*bullets*) (Bachiller *et al.*, 1990; André *et al.*, 1990; Richer *et al.*, 1992). Los “proyectiles moleculares” exhiben anomalías químicas, que pueden ser debidas a la presencia de fuertes choques y que evidencian una importante interacción de estos objetos jóvenes con la nube ambiente. Este tipo de condensaciones no se han detectado hasta el momento en estrellas masivas, muy posiblemente debido a que la evolución que sufren dichos objetos es mucho más rápida que la experimentada por las estrellas de baja masa. En

este trabajo se presenta la primera detección de condensaciones de alta velocidad o “proyectiles” asociados a un flujo bipolar producido por un objeto masivo.

### 1.3.2 Fase de la secuencia principal

Después de su fase “pre-secuencia principal”, donde sufren una fuerte pérdida de masa, las estrellas masivas son lo suficientemente calientes como para ionizar el material que las rodea formando a su alrededor una región H II. La diferencia de presión entre el gas ionizado ( $T_k \sim 10^4$  K) y el gas neutro ( $T_k \leq 100$  K), y la presencia de vientos energéticos ( $\geq 100 \text{ km s}^{-1}$ ) ionizados de las estrellas OB hace que la región H II se expanda sobre la nube materna a una velocidad de  $\simeq 10 \text{ km s}^{-1}$ . Por tanto inyectan tal cantidad de energía en su nube materna que, a lo largo de su vida, pueden llegar a desintegrar una zona apreciable de su entorno ( $2 - 3 \text{ pc}$ ).

## 1.4 Regiones H II

Una región H II está formada por material interestelar completamente ionizado que se produce cuando las estrellas masivas jóvenes de tipo O y B alcanzan la secuencia principal emitiendo un intenso flujo de fotones con longitudes de onda menores que  $912 \text{ \AA}$ . Estas estrellas en su fase de pre-secuencia principal evolucionan muy rápidamente por lo que se observan a menudo en grupos que no han tenido tiempo de distanciarse del interior de la nube en la que se han formado. El flujo de fotones anteriormente mencionado es capaz de disociar el material que la rodea (hidrógeno molecular) e ionizar los átomos así formados.

Enterradas en el corazón de la nube molecular materna, las regiones H II son inicialmente muy compactas y están ocultas a longitudes de onda del visible, pudiendo ser detectadas únicamente por la emisión radio, producida por las transiciones libre-libre o infrarroja proveniente del polvo caliente. Más tarde, si la estrella ionizante se encuentra en las cercanías de uno de los límites de la nube molecular (por ejemplo, ésta es la situación de la región H II conocida como M 42 en Orión), la burbuja de gas ionizado en cuyo interior la presión es más elevada que en el medio que la rodea, y que está ionizando y aumentando la cantidad de gas que contiene, se hace enteramente visible.

Distintos modelos se han propuesto con objeto de explicar las condiciones físicas y las características morfológicas y cinemáticas de las regiones H II así como su evolución temporal. En este trabajo se presta especial interés a los aspectos cinemáticos del gas ionizado y su interacción con el medio circundante. Un estudio de las condiciones físicas en este tipo de regiones puede verse en Osterbrock (1989).

- **El modelo clásico de Strömgren (1939)**

Este es el primer modelo que surgió para explicar la generación y la morfología (separación entre el gas neutro y ionizado) de este tipo de nebulosas. El modelo de Strömgren es un modelo clásico de la evolución de una región H II en un medio uniforme e isótropo. Según este modelo la evolución de una región H II puede resumirse de acuerdo con la siguiente secuencia de sucesos:

1. Al iniciarse la ionización del medio circundante se genera un frente de ionización esférico débil que avanza supersónicamente a través del material neutro dejando el gas

caliente y ionizado pero casi sin perturbar. Como consecuencia de las recombinaciones que se producen en la región ionizada y a la dilución geométrica de la radiación ionizante, este frente se ralentiza a medida que se aproxima al llamado radio de Strömgren, distancia en la cual el número de ionizaciones se equilibra con el número de recombinaciones existentes entre electrones y iones. El diámetro de la esfera de hidrógeno ionizado (esfera de Strömgren) que se desarrolla alrededor de la estrella es función del tiempo, de la densidad inicial del gas, del tipo espectral de la estrella y de la velocidad del sonido en el gas ionizado.

2. Una vez alcanzado el radio de Strömgren, y debido a la diferencia de presiones existente en ambos lados del frente de ionización, la región H II se expande a la velocidad del sonido ( $\sim 10 - 15 \text{ km s}^{-1}$ ) generando un frente de choque que precede a dicha expansión. Como consecuencia, el frente de ionización avanza subsónicamente detrás del frente de choque. Al disminuir la densidad del material ionizado como consecuencia de la expansión, lo hace el número de recombinaciones en la región H II, y por tanto, el frente de ionización puede ionizar nuevo material. Gran parte del gas barrido por el frente de choque que precede al de ionización permanece neutro y forma una capa densa y fría entre los dos frentes. Durante esta fase el frente de ionización se comporta como una onda de rarefacción que lentamente va transfiriendo material de la capa densa que hay delante de ella al interior menos denso de la región H II. Esta fase termina cuando se igualan las presiones del gas rarificado de la región H II y del gas no perturbado de los alrededores.
3. Finalmente, la estrella abandona la secuencia principal y la región se recombina y se enfría.

Este modelo simple, que explica las características fundamentales de la evolución de las regiones H II, no se corrobora sin embargo con las observaciones que proporcionan resultados que no son del todo consistentes con las predicciones del mismo. Así, no hay una clara evidencia de expansión desde una fuente central. Por ejemplo en Orión (M42) la emisión de O III está desplazada hacia el azul con respecto a la emisión del O II, que a su vez lo está respecto de la emisión de S II (Osterbrock, 1974). Por otra parte, en varias posiciones en esta nebulosa las líneas de emisión están desdobladas separándose más de  $20 \text{ km s}^{-1}$ , lo que significa diferencias supersónicas en la velocidad a lo largo de la línea de mira. Además, la velocidad radial observada a lo largo de una dirección a través del centro de la nube no muestra la distribución esperada en una teoría de simple expansión, ni tampoco se observa la variación del brillo en la superficie a lo largo de la Nebulosa que cabría encontrarse. Finalmente, este modelo no es apropiado para describir la evolución de una región H II que se desarrolla en el interior de una nube con grandes inhomogeneidades en su densidad. Además, el hecho de que numerosas regiones H II sean visibles, prueba que éstas están limitadas por la densidad del gas circundante (es decir, los fotones ultravioletas no encuentran más material para ionizar y escapan al medio interestelar), de acuerdo con la idea de que no se forman en el interior de las nubes moleculares, sino en las partes exteriores.



- **El modelo “blister”**

Estudios sistemáticos realizados en un gran número de regiones H II y del gas denso que las rodea llevaron a la descripción de la morfología y estructura cinemática de varias nebulosas ionizadas. De entre todos ellos, el más conocido sin lugar a dudas, es el modelo de la “Nebulosa de Orión de Zuckerman”. En 1973 Zuckerman observó que la región H II, conocida como la Nebulosa de Orión no estaría sufriendo una expansión esférica, ni se estaría expandiendo desde un punto central (estrellas del Trapecio). Además advirtió que la velocidad del gas ionizado estaba desplazada hacia el azul con respecto a la velocidad de la nube molecular, y propuso un modelo en el cual ambos sistemas estarían interaccionando en lugar de ser entidades vecinas separadas. La idea general de este modelo es que la región H II se encuentra en un borde de la nube molecular de cara al observador, pudiendo la materia ionizada escapar en la dirección del mismo (ver figura 1.3).

Estudios realizados posteriormente sobre la asociación espacial de las regiones H II y las nubes moleculares (Wilson *et al.*, 1974; Dickinson *et al.*, 1974; Blair *et al.*, 1975) y sobre su cinemática (Israel 1976, 1978; Shaver, 1977) mostraron que el modelo de Zuckerman para la Nebulosa de Orión era capaz de describir a grandes rasgos la estructura cinemática del gas neutro y ionizado de un gran número de regiones H II observadas ópticamente. Esta situación dio origen a una generalización del modelo de la región H II para Orión conocido como el modelo *blister*. Este es un modelo empírico que surgió para explicar las características morfológicas y cinemáticas de aquellas nebulosas de gas ionizado que se encuentran situadas en los bordes de las nubes moleculares, y no en su centro como cabría esperar en un modelo simple de nube en colapso gravitacional, y que no trata de explicar como se ha llegado a tal situación.

- **Modelos con fase “champagne”**

La ineficacia de las teorías clásicas para explicar los hechos observacionales (y especialmente la cinemática del gas neutro y ionizado) inspiró nuevos modelos de las regiones H II introduciendo una nueva fase en la evolución de estos objetos conocida como “fase champagne” que traslada al terreno teórico la idea plasmada anteriormente en el modelo de *blister*. En este modelo se considera la evolución de una región H II en un medio con fuertes gradientes de densidad, siendo un modelo dinámico que unifica los modelos anteriores y explica las velocidades, a veces supersónicas del gas ionizado con respecto a la nube molecular ambiente.

Tenorio-Tagle (1979) y Bodenheimer *et al.* (1979) estudiaron la evolución temporal de una región H II clásica de Strömgren en el interior de un medio en el que la densidad no es constante según modelos uni-, y bidimensionales respectivamente. En estos modelos se supone un medio con un valor elevado de la densidad (nube molecular), en el cual tiene lugar el nacimiento de la estrella ionizante, y que inicialmente está en equilibrio de presión con el medio internube, más caliente y menos denso. La secuencia de la evolución temporal clásica de una región H II se ve interrumpida por la aparición de una nueva fase. Esta fase es la conocida como “fase champagne” y comienza cuando el frente de ionización alcanza el borde de la nube molecular y empieza a ionizarse el gas de baja densidad perteneciente al medio internube. El tiempo que se tarda en llegar a esta situación depende de la densidad

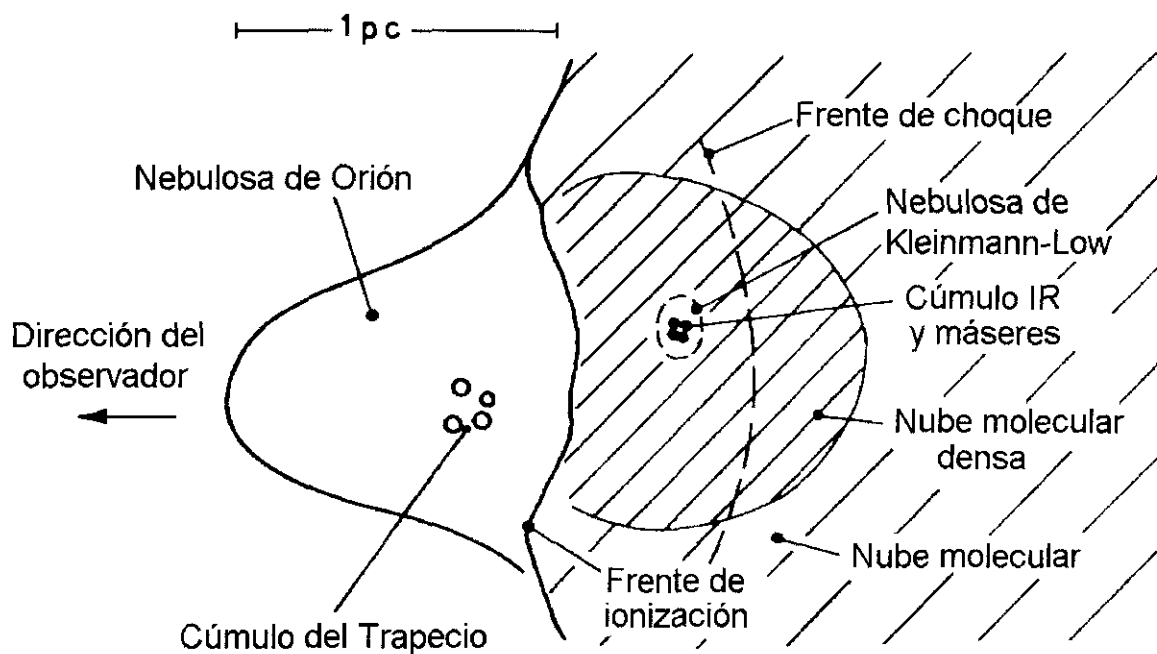


Figura 1.3: Modelo de la nebulosa de Orión (M42) propuesto por Zuckerman (1973) (Lemke & Harris, 1979). El cúmulo de estrellas del Trapecio, formado en uno de los bordes de la nube molecular, ha ionizado parte de la misma creando la Nebulosa de Orión. La región III está limitada por la radiación en la parte de atrás (derecha en la figura) y probablemente también en los lados norte y este, pero se expande libremente en la dirección del observador (izquierda en el dibujo) donde la densidad del medio internube es muy pequeña. En la cara posterior, se encuentra la interfase entre la región III y el gas molecular neutro que consiste en una capa de material parcialmente ionizado en donde se originan las líneas de recombinación del carbono. De acuerdo con Elmegreen y Lada (1977), el frente de ionización producido por las estrellas del Trapecio está penetrando en la nube molecular precedido de un frente de choque. La materia “encajonada” entre ambos frentes se hace gravitacionalmente inestable convirtiéndose esta capa en una región en la que probablemente se pueden producir nuevos nacimientos de estrellas. Este podría ser el caso del cúmulo infrarrojo asociado con la Nebulosa KL.

de la nube molecular y de la profundidad a la que ha ocurrido la formación estelar.

En la figura 1.4 se representan a groso modo las distintas etapas del modelo “champagne” (Tenorio–Tagle, 1979). En la figura 1.5 se muestra la evolución temporal de una región H II según el modelo bidimensional con fase champagne (de Bodenheimer *et al.*, 1979). En las distintas fases representadas en la figura, se puede apreciar como evolucionan los dos lados de la nebulosa, el limitado por densidad y el limitado por ionización.

Durante la fase champagne el flujo de materia trata de reajustarse al nuevo gradiente de presión mediante el desarrollo de dos perturbaciones dinámicas del gas que se mueven en sentidos opuestos. En primer lugar, se crea una corriente de material ionizado de la nube en dirección al material ionizado del medio internube (flujo champagne). Si el gradiente es lo suficientemente grande este flujo puede alcanzar velocidades supersónicas ( $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ ) y generar un frente de choque isoterma en el gas ionizado del medio internube que es mantenido por la continua “lluvia” de material procedente de la nube. El flujo saliente es regulado por una segunda perturbación, una “onda de rarefacción” que se mueve hacia la nube. Ambas perturbaciones permanecen en el flujo tanto tiempo como el gradiente de presión existe. La onda de rarefacción por una parte va a disminuir la presión en la nube mediante la aceleración de material hacia fuera, produciendo una región H II con una distribución de densidad de tipo exponencial. Al mismo tiempo el choque isoterma eleva la presión del gas ionizado del medio internube al producir en él una compresión. El frente de ionización y el frente de choque que le precede pueden alcanzar velocidades de hasta 15 o  $20 \text{ km s}^{-1}$ .

## 1.5 El problema de las regiones H II compactas y ultracompactas

A finales de los años sesenta los radioastrónomos identificaron un nuevo tipo de regiones H II caracterizado por su pequeño tamaño ( $\phi < 0.5 \text{ pc}$ ), y su elevada densidad ( $n_e > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ). Ryle & Downes (1967) encontraron que el objeto oscurecido DR 21 tenía un valor muy elevado de la medida de la emisión ( $E.M. = n_e^2 \phi = 5 \times 10^7 \text{ pc cm}^{-6}$ ), por otra parte Mezger *et al.* (1967) deducían a partir del espectro radio que una fuente similar (W 49A) contenía una componente de alta densidad con una medida de la emisión de  $10^7 \text{ pc cm}^{-6}$ . Mezger *et al.* (1967) llamaron a este nuevo tipo de objetos regiones H II “compactas”, y mostraron su estrecha relación con la emisión de los máseres de OH. La alta tasa de recombinaciones de las regiones H II compactas requiere que el objeto que produce ionización sea una o varias estrellas jóvenes de tipo O. A partir de las altas velocidades de turbulencia que se observan ( $\Delta v \sim 25 \text{ km s}^{-1}$ ) Mezger *et al.* (1967) concluyeron que estos objetos tenían que estar en una fase de rápida expansión y que deberían de representar un estado muy temprano de la vida de una estrella de tipo OB. De hecho, Vandervoort (1963) y Mathews (1965) habían ya apuntado que las regiones H II con tales densidades tenían necesariamente que llevar una rápida expansión y por tanto tener unos tiempos de vida muy cortos.

Estudios posteriores (Habing & Israel, 1979) mostraron la existencia de regiones H II más densas que las regiones H II compactas que fueron denominadas “ultracompactas”. Esta nueva

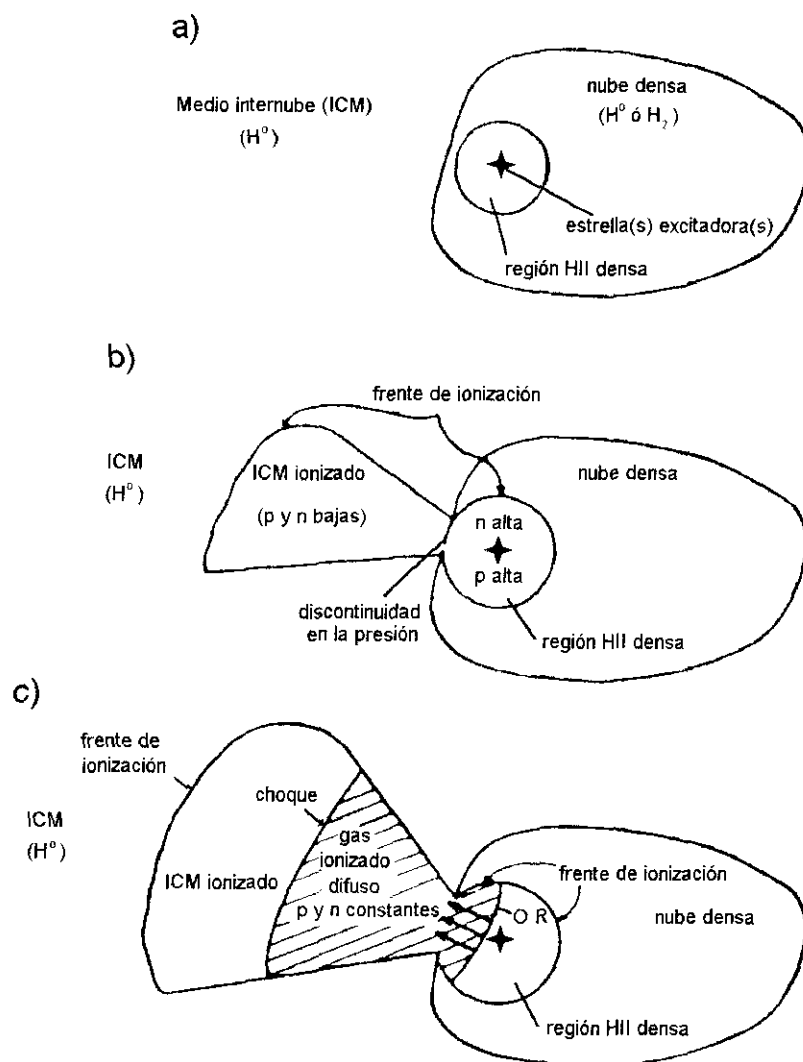


Figura 1.4: Las etapas sucesivas de la evolución de una región H II según el modelo con fase "champagne" (Tenorio–Tagle, 1979). Fase (a): la radiación ultravioleta emitida por una estrella de tipo O forma una región H II densa cerca del borde de la nube molecular; la región H II es probablemente no observable en el rango óptico del espectro. Fase (b): el frente de ionización atraviesa el borde de la nube y se encuentra con el medio internube de baja densidad. Puesto que la temperatura no varía considerablemente en el interior de la región H II, la diferencia de densidad produce un gradiente de presión entre el material de la nube y el ahora ionizado material del medio internube. Fase (c): Un fuerte frente de choque producido por el gradiente de presión se mueve hacia el medio internube ionizado mientras que una onda de rarefacción se dirige hacia la estrella. El material ionizado fluye supersónicamente detrás del choque y eventualmente, se esparce en una región más extendida. En este momento la nebulosa se hace visible.

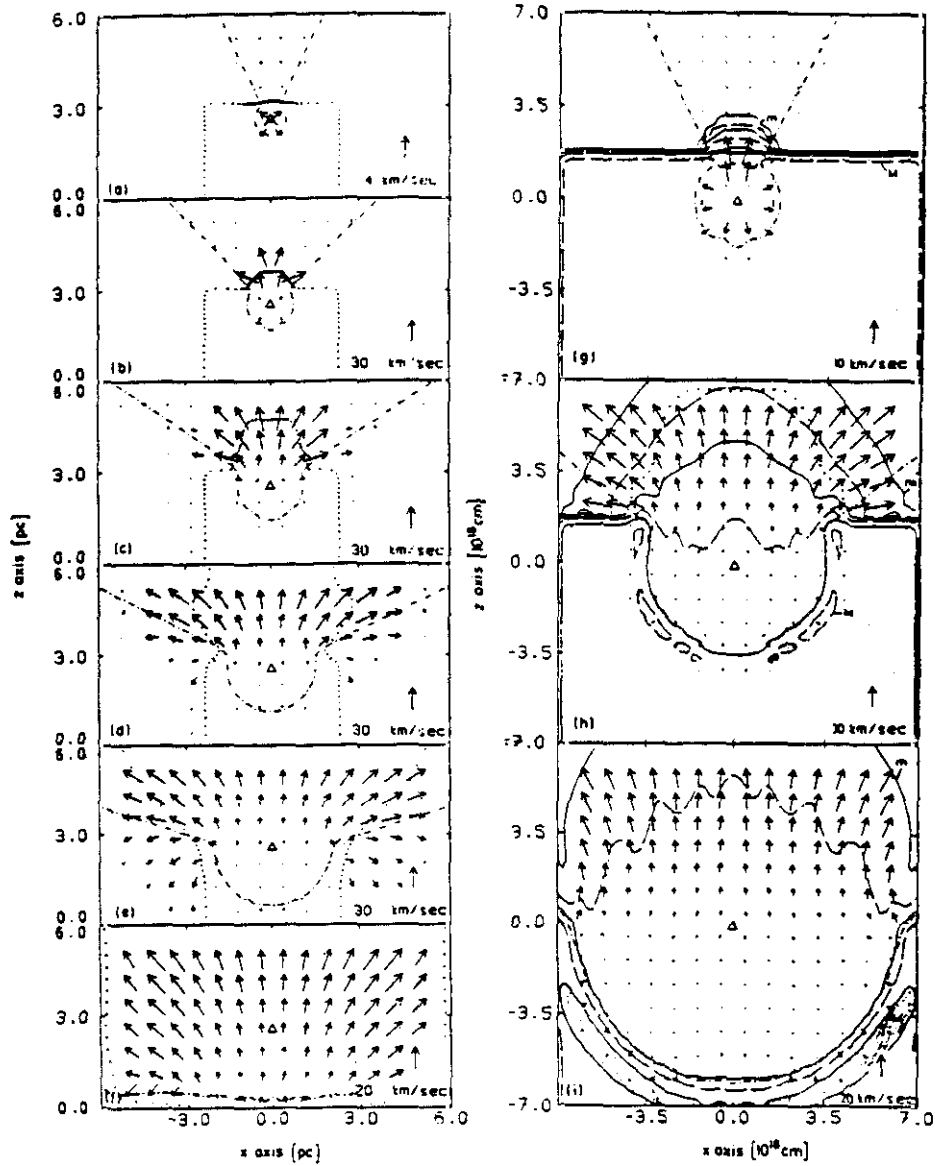


Figura 1.5: Las etapas sucesivas de la evolución de una región H II según el modelo bidimensional con fase "champagne". de Bodenheimer et al., 1979. La línea punteada representa los límites de la región ionizada.  $\Delta$  es la posición de la estrella. Las cruces representan el material que inicialmente se encontraba en el interior de la nube molecular. Los contornos de líneas continuas alternados con contornos de líneas discontinuas representan posiciones de equidensidad máxima y mínima respectivamente. Las flechas son los vectores velocidad y tienen una longitud proporcional a la escala de velocidades situada en el borde inferior derecho de cada marco.

clase de regiones H II está caracterizado por su aun más pequeño tamaño ( $< 0.15 \text{ pc}$ ), su elevado valor de la medida de la emisión ( $> 10^6 \text{ pc cm}^{-6}$ ) y su alta densidad electrónica ( $> 3000 \text{ cm}^{-3}$ ).

Según la clasificación de las regiones H II realizada por Habing & Israel (1979), que en cierto modo pretende reflejar la secuencia de evolución temporal que atraviesan estas nebulosas, las regiones H II ultracompactas no serían sino la primera fase de la vida de las estrellas de tipo OB. Sin embargo, no existen modelos evolutivos propiamente dichos que sean capaces de describir como se produce la transición de una región H II desde sus primeros días en los que es invisible en el espectro óptico hasta que se forma una región H II de tipo extenso. No obstante sí se puede decir que, en cierto modo, la evolución de las esferas de Strömgren junto con la fase “champagne” permiten describir los procesos físicos a través de los cuales un región H II compacta o ultracompacta (observable en el dominio de las ondas radio únicamente) evoluciona hacia una región H II extensa (que puede ser visible en el óptico). Es de esperar que tanto la morfología como las propiedades físicas de las regiones H II más evolucionadas dependan de las condiciones iniciales según las cuales fueron formadas.

En 1990 Churchwell realizó un estudio exhaustivo sobre regiones H II ultracompactas y mostró que éstas poseían una gran variedad morfológica. Su trabajo le permitió clasificar a estas nebulosas como “cometarias” (un 20% de las observadas), “núcleo–halo” (un 16%), “concha o cascarón” (un 4%), “irregulares o con múltiples núcleos” (un 17%) y “esféricas o sin resolver” (un 43%). La identificación de los distintos tipos de nebulosas depende mucho del poder de resolución espacial de los telescopios utilizados en las observaciones. Así, las clasificadas como irregulares o sin resolver podrían ser incluidas en cualquier otra categoría si se observaran con mayor resolución angular. Según esta estadística el mayor número de regiones H II de tipo ultracompacto está sin resolver espacialmente, siendo la segunda clase más abundante las de tipo cometario, es precisamente esta clase de nebulosas la que dió origen a numerosos modelos de regiones H II ultracompactas ya que los modelos de *blister* y con “fase champagne” presentaban grandes inconsistencias a la hora de explicar sus características físicas y morfológicas. Estos modelos son los siguientes:

- Esferas de Strömgren supersónicas (Raga, 1986; Choe, 1988)
- Regiones H II distorsionadas por campos magnéticos (Gaume & Mutel, 1987)
- Revisiones de los modelos con “fase champagne” (Tenorio–Tagle, 1979; Bodenheimer, Tenorio–Tagle y Yorke, 1979; Bedjin & Tenorio–Tagle, 1981; Yorke, Tenorio–Tagle y Bodenheimer, 1983)
- Burbujas distorsionadas de viento estelar (Pikel’ner, 1968; Dyson, 1975; Castor, McCray y Weaver, 1975; Tomisaka & Ikeuchi, 1985; Mac Low & McCray, 1988)
- Envolturas móviles (Dreher & Welch, 1981)
- Vientos estelares como productores de *bow shocks* (Van Buren *et al.*, 1990; Mac Low *et al.*, 1991)

Aparentemente existen en la Galaxia entre 1700 y 3000 regiones H II ultracompactas (Wood & Churchwell, 1989; Kurzt, Wood & Churchwell, 1990) lo que representa entre el 10 y 20%

de la población total de estrellas de tipo O. Esto plantea un interesante problema, y es que hay demasiadas regiones H II de esta clase (contando también aquellas estudiadas con el VLA) para ser consistentes con el corto periodo de vida de este estado de la evolución predicho por los modelos dinámicos más simples (ver por ejemplo Wood & Churchwell, 1989), y con la tasa de formación de estrellas masivas. Una posible solución a este dilema viene sugerido por la morfología de las regiones H II ultracompactas. La estructura cometaria de un gran número de nebulosas (segundo grupo más abundante en la clasificación de Churchwell después de las no resueltas espacialmente) sugiere un modelo de *bow shocks* u “onda de proa” (ver más adelante) para su interpretación. Según este modelo las regiones H II cometarias serían producidas por *bow shocks* formados alrededor de estrellas que se mueven supersónicamente a través de una nube molecular. Puesto que el *bow shock* estará presente mientras que la estrella esté atravesando el gas molecular, la región H II cometaria formada por este mecanismo tendrá un tiempo de vida equivalente al tiempo que permanezca la estrella en el interior de la nube molecular.

### Vientos estelares como productores de bow shocks

Los modelos con fase “champagne” y “blister” mostraban serias inconsistencias entre sus predicciones y las observaciones realizadas sobre un tipo especial de regiones H II ultracompactas conocidas como “regiones H II cometarias” (ver por ejemplo Churchwell, 1990). El modelo conocido como *Bow Shocks*, supone que la estrella responsable de la región H II tiene un movimiento propio con respecto a la nube materna. Como consecuencia, el frente de choque producido por los vientos estelares característicos de las primeras etapas de la evolución estelar y por la propia expansión de la región H II no es esféricamente simétrico sino que tiene un aspecto ovalado en forma de parábola. El origen de este modelo se encuentra en el trabajo de Hughes y Viner (1976) que argumentaron que la estructura de velocidades de W 3(OH) podía ser explicada usando los resultados cualitativos de un modelo de choque en la atmósfera de la Tierra, y en el trabajo de Reid & Ho (1985) sugirieron un modelo de *bow shock* para explicar la estructura G 34.3 + 0.2.

Un esquema del modelo de *bow shock* desarrollado por van Buren, Mac Low y Churchwell (1990) se muestra en la figura 1.6. una estrella joven en fase de pérdida de masa se mueve hacia la nube molecular con una velocidad que excede a la velocidad del sonido en la región. La interacción de su viento con el material de la nube produce una estructura que cualitativamente se asemeja al flujo alrededor de un objeto supersónico en la atmósfera. Este *bow shock* es iluminado por los fotones ionizantes de la estrella, dando lugar a una región H II con forma de parabolóide. Los tamaños determinados por este modelo se ajustan bien a los de los objetos observados. El *bow shock* es estático; ni se expande, ni se contrae con el tiempo mientras que la estrella permanezca en el interior de su nube molecular materna. Esto es debido a que existe un equilibrio entre las fuerzas producidas por los vientos sobre el gas ionizado, y la presión ejercida por el gas molecular ambiente que fluye por los bordes del *bow shock*. Según este modelo, la estrella horada un tunel de gas ionizado caliente hacia el interior de la nube molecular y al contrario que en los modelos “champagne”, el frente de ionización no continúa hacia el exterior siguiendo una simetría cilíndrica, y por tanto obteniéndose una medida de la emisión más intensa hacia el centro de la región, sino que el viento estelar comprime el material molecular ionizado en una delgada concha y lo hace fluir sobre la cavidad creada por el propio viento, así la ionización avanza según los bordes del *bow shock* y, salvo en la cabeza, la emisión es más intensa hacia los

márgenes. Debido a que el flujo acelera el gas barrido parte de él es fotoionizado, existiendo un movimiento de aproximación del gas neutro hacia el gas ionizado. Finalmente, se esperan grandes gradientes de velocidad en la concha ya que el gas cerca de la cabeza de la nebulosa permanece estacionario con respecto a la estrella, mientras que a lo largo de borde es estacionario con respecto a la nube ambiente.

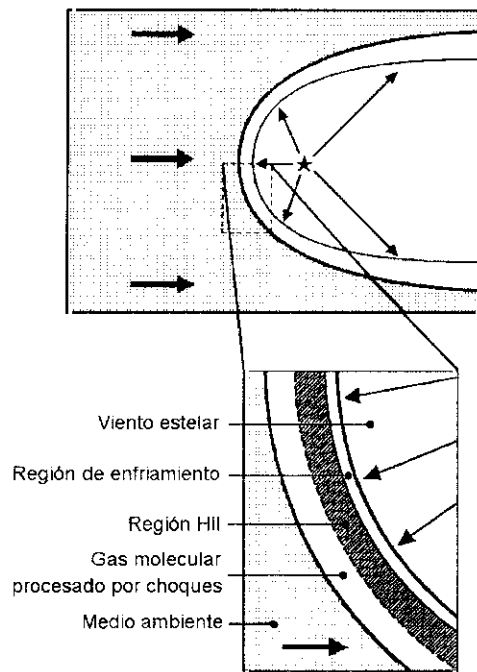


Figura 1.6: Esquema del modelo del viento estelar como productor de un bow shock para las regiones H II de tipo cometario. La figura está dibujada según el sistema de referencia de la estrella, que “ve” como un viento interestelar (proveniente de la izquierda del dibujo) distorsiona la burbuja de viento estelar formado un “bow shock” (de Van Buren et al., 1990).

Un atractivo del modelo del *bow shock* es que resuelve de dos maneras el problema de la edad de las regiones H II compactas. En primer lugar la región H II está confinada por la presión mecánica que produce el gas molecular neutro que sobre su “marco” al avanzar hacia ella, y por lo tanto impide su expansión. Consecuentemente, el tiempo que tarda una onda de presión en atravesar la nebulosa no es una medida de la edad de la misma. En segundo lugar, una estrella puede atravesar un determinado número de condensaciones de la nube de densidades  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  antes de despegarse de la nube y ser ópticamente visible dando lugar a distintas regiones H II de tipo cometario a lo largo de su vida cada una de las cuales con al menos  $10^4$  años.



## 1.6 Influencias de la formación estelar en la nube materna

Es un hecho evidente el que las estrellas desde su nacimiento interactúan con su nube materna. Sin embargo, estos procesos de interacción son diferentes según la formación de estrellas sea de baja o de gran masa y sus resultados pueden ser tan importantes como para determinar la futura evolución de la nube molecular.

La naturaleza “bimodal” de la formación estelar lleva consigo, por tanto a un modelo “bimodal” de evolución de las nubes moleculares. De esta manera, las estrellas poco masivas que actúan de forma menos violenta que las estrellas masivas sobre las nubes moleculares, desarrollan en las primeras fases de su existencia vientos estelares. Estos vientos inyectan tal energía a la nube, que es capaz de producir movimientos turbulentos del gas e impedir el colapso gravitacional que daría lugar a la formación de nuevas generaciones de estrellas. Por el contrario estos vientos estelares pueden crear a su vez “burbujas” cuyas superficies límites están formadas por material excitado mediante frentes de choque. Estas superficies o “cascarones”, pueden interseccionarse y crear regiones en las que existen inestabilidades gravitacionales que dispararían el nacimiento de nuevas estrellas (ver por ejemplo Norman & Silk, 1980). No obstante, el proceso de formación de estrellas poco masivas es muy lento en comparación con el seguido por las estrellas masivas, y no lleva consigo los efectos de destrucción de la nube por fragmentación como en el caso de estas últimas, sino que la desaparición de la nube se realiza al ir consumiéndose el material según se van formando las nuevas estrellas. Si todo el material que forma la nube molecular se transformara en estrellas, sería necesario el que se generara nuevo material molecular para dar origen a una nueva nube.

Por otro lado las estrellas más masivas, desarrollan fenómenos tan violentos que pueden ser capaces de llegar a destruir su nube materna. Sin embargo, la destrucción de la nube molecular, no implica la destrucción del gas molecular, sino su redistribución en el disco galáctico para formar, posiblemente, una segunda generación de nubes moleculares.

El descubrimiento de que las estrellas de tipo espectral anterior al B1, conllevan flujos de masa de alta velocidad, nos proporciona un modo muy significativo por el cual la energía se introduce en el medio interestelar. De acuerdo con el modelo teórico, estos vientos ionizados producen burbujas que van creciendo con el tiempo. El interior de las burbujas está lleno de gas excitado por un mecanismo de choques, y el viento está separado del gas ambiente por una superficie de discontinuidad formada por el material del medio ambiente que ha sido barrido por el viento. Dado que el proceso de formación de estrellas masivas se realiza en grupos o asociaciones, las burbujas creadas por cada una de las estrellas del conjunto, pueden cortarse entre sí y actuar conjuntamente en el proceso de destrucción de la nube molecular. Es más, dado que los vientos estelares comienzan a desarrollarse de una manera continua nada más que la formación de la estrella se produce, este mecanismo puede ser uno de los principales agentes de destrucción de nubes moleculares.

Además, las estrellas masivas, que tienden a formarse preferentemente en los bordes externos de las nubes moleculares gigantes, crean a su alrededor regiones H II formando una estructura de *blister* que supone el mecanismo más importante de interacción con el medio ambiente. Whitworth (1979) ha estudiado la erosión y dispersión de las nubes moleculares masivas por este proceso, y argumentó que unas pocas estrellas O podrían, efectivamente, destruir una de estas nubes. Sin embargo, el éxito de este proceso se basa en que el tamaño de las cavidades

creadas por efecto de la ionización del material que rodea la estrella sea muy extenso ( $\sim 25$  pc). Realizando un estudio con un modelo más realista, Silk (1981) llega a la conclusión de que la destrucción de un complejo molecular mediante los efectos de las regiones H II no es efectivo. Sin embargo, es evidente que las regiones H II influyen en la evolución de las nubes moleculares afectando principalmente su morfología y su química

### 1.6.1 Evolución de una envoltura sometida a la acción de un viento estelar. Inestabilidades

Las regiones H II producen además otra serie de influencias sobre las nubes moleculares que son importantes a la hora de estudiar su evolución. En particular, la erosión producida por la radiación ionizante proveniente de las estrellas O, hace que éstas evolucionen rodeadas de una compleja estructura en expansión formada por condensaciones o glóbulos de gas neutro a veces flanqueados por “bordes brillantes” (*bright rims*) producidos por el impacto de los vientos ionizados sobre el material neutro. Algunas de estas condensaciones tienen aspecto de filamentos y se conocen con el nombre de “trompas de elefante” (*elephant trunks*). Las trompas de elefante son largas “lenguas” de material oscuro (gas neutro y polvo) que a menudo se observan en proyección contra el fondo luminoso de las regiones H II. Generalmente, las trompas de elefante apuntan en dirección a la estrella o estrellas ionizantes y están a menudo rodeadas de los anteriormente mencionados *bright rims*. Estos glóbulos suelen aparecer formando cadenas y sus tamaños varían entre 0.01 pc y 0.5 pc. Las más largas tienen masa comprendidas entre 5 y  $10 M_{\odot}$  con densidades entre  $10^3$  y  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ . En el interior de las regiones H II se observan también pequeñas condensaciones conocidas como “glóbulos de Speck”. Estas condensaciones suelen tener formas más esféricas y suelen aparecer rodeando a las trompas de elefante. Esta asociación entre las trompas de elefante y los glóbulos de Speck sugiere el que estos últimos pueden ser simplemente fragmentos de los primeros (Herbig, 1974). Ejemplos de trompas de elefante y de glóbulos de Speck se pueden encontrar en M 8, M 16, IC 1396 y NGC 2244 (la nebulosa de la Roseta). Sin embargo no todas las regiones H II tienen este tipo de objetos asociados a ellas, por ejemplo el complejo de Orión hasta el momento, parece estar libre de tales condensaciones. No obstante, en este trabajo se presenta la primera detección de objetos similares a las trompas de elefante en M 42.

Schneps *et al.* (1980) estudiaron las trompas de elefante de la nebulosa de la Roseta y encontraron que los glóbulos parecían formar una estructura en forma de cadena que se está expandiendo desde el cúmulo de estrellas a la misma velocidad supersónica que el gas ionizado. Este hecho sugiere que a lo largo de los glóbulos de gas neutro, el gas ionizado está siendo barrido por los vientos estelares desde la cavidad central. Además, los glóbulos presentan un gradiente de velocidad a lo largo de su longitud, aumentando la velocidad en la dirección del cúmulo de estrellas. Schneps *et al.* interpretaron este movimiento como la acción de estiramiento (*stretching*) responsable del aspecto alargado de los glóbulos. Para este estiramiento, la escala temporal parece ser comparable a la edad dinámica (expansión) de la nebulosa. Los glóbulos más alargados parecen fragmentarse formando *teardrops* (glóbulos de Speck). Estos autores concluyeron que los glóbulos son los remanentes de una concha o envoltura barrida por los vientos estelares en una región H II. Esta capa densa puede formar las trompas de elefante bien por la existencia de inhomogeneidades en la densidad en el medio ambiente, bien a través de inestabilidades de

Rayleigh–Taylor. Según el primer proceso estudiado por Pikel’ner y Sorockenko (1974), los glóbulos se forman cuando una parte de la envoltura barre una zona donde el material está más denso. La parte de la capa que barre esta región tiene una inercia mayor que el resto, con lo que se expande más lentamente y poco a poco será dejada detrás. De esta manera se produce una estructura alargada que apunta en la dirección del centro de la esfera. Sin embargo, este modelo no explica porqué los glóbulos tienen siempre aproximadamente el mismo gradiente de velocidad a lo largo de su longitud, lo cual implica un mismo origen en el tiempo para las trompas de elefante.

El segundo proceso es considerablemente más complejo. Los vientos estelares producidos por una estrella joven barren una cavidad en la nube molecular, dando lugar a la expansión supersónica de una capa (concha o envoltura) densa que aglomera cada vez más material de la nube ambiente. Si el cúmulo de estrellas se ha formado en las cercanías de uno de los bordes de la nube molecular, llegará un momento en el que parte de esta capa alcance la parte externa de la nube y continúe expandiéndose en un medio de menor densidad. Cuando esto ocurre, y debido a que el medio menos denso ofrece menor resistencia de presión al avance de la capa densa, ésta sufre una aceleración hacia el exterior producida por la presión en el interior de la capa. Esta parte de la envoltura es entonces inestable Rayleigh–Taylor o lo que es lo mismo, el gas de baja densidad es incapaz de sostener la capa densa y ésta se rompe en fragmentos, fluyendo los vientos ionizados entre ellos.

El proceso anteriormente expuesto es similar a lo que ocurre cuando en un campo gravitatorio un fluido de baja densidad se encuentra debajo de un fluido de alta densidad. En esta situación el fluido más ligero es incapaz de sujetar al más pesado y la superficie de interfase se deforma generándose largas y estrechas puntas del material denso que se extienden hacia el menos denso, mientras que éste penetra en el primero en forma de columnas redondeadas o “burbujas”. En la figura 1.7 se presenta un esquema de su desarrollo. Un estudio detallado de estas inestabilidades puede encontrarse en Chandrasekhar (1981).

Una vez formadas, las trompas de elefante están sometidas a la intensa radiación ionizante del cúmulo central de estrellas, lo cual produce la formación capas ionizadas (*II II layers*) en sus bordes más externos o *bright rims*. La recombinación producida en estas capas apantalla al resto del glóbulo de la ionización total y éste es destruido lentamente por el flujo de gas ionizado evaporándose en el medio de baja densidad.

La resistencia de los glóbulos en el seno de una región *II II* ha sido estudiada teóricamente con bastante detalle (Tenorio–Tagle, 1977). Los resultados indican que los glóbulos suficientemente opacos pueden sobrevivir a esta evaporación el tiempo suficiente como para que la acción de su propia gravedad sea importante, dando origen a estrellas poco masivas o glóbulos oscuros estables (Sanford *et al.*, 1982, 1984).

La fragmentación de una capa densa de material molecular por los efectos vientos estelares viene acompañada de otro tipo de inestabilidades conocidas como inestabilidades de Kelvin–Helmholtz (ver por ejemplo Chandrasekhar, 1981). Estas inestabilidades están producidas cuando dos fluidos de distinta densidad (por ejemplo viento estelar y gas ambiente) se encuentran en contacto y en movimiento relativo uno con respecto al otro.

Uno de los aspectos más llamativo de las inestabilidades de Kelvin–Helmholtz es que ocurren independientemente de lo pequeño que sea la diferencia entre las velocidades de los fluidos que se encuentran en contacto. Es decir el estado estacionario (estable) es incapaz de inhibir el

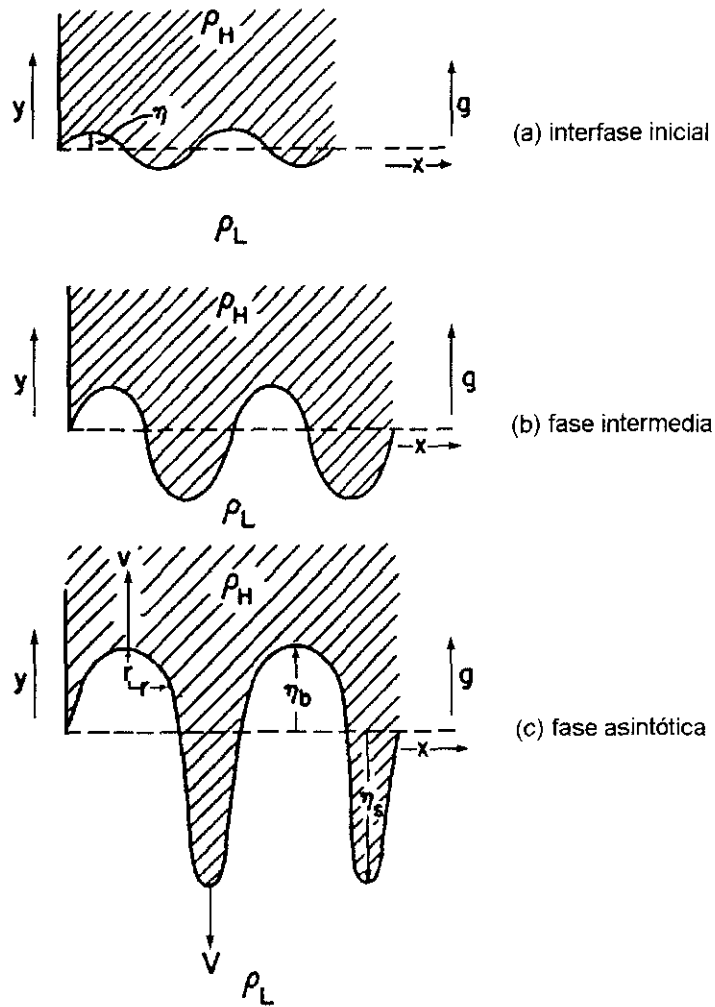


Figura 1.7: Desarrollo de la inestabilidad de Rayleigh–Taylor.  $\rho_1$  y  $\rho_2$  son las densidades de los fluidos pesado y ligero respectivamente, y  $g$  es valor de la aceleración a la que está sometido el sistema.

desarrollo de inestabilidades en cuanto aparecen corrientes en uno de los fluidos.

El efecto combinado de las inestabilidades de Kelvin–Helmholtz y de Rayleigh–Taylor ha sido desarrollado por Woodward (1976) al estudiar los efectos que produce el impacto de un viento estelar sobre una nube molecular inicialmente con geometría esférica. La implosión desarrollada en la nube es asimétrica, “aplanando” en primer lugar la nube, y rompiendo su superficie desarrollando inestabilidades. Las nubes sometidas a estos vientos no tienden a colapsar como un todo por los efectos de la autogravedad, por el contrario se producen pérdidas de masa en forma de largos filamentos de material proyectados hacia el medio internube, o como ondulaciones sobre su superficie que son amplificadas por las inestabilidades (ver figura 1.8). Aunque en este proceso la simetría esférica inicial se pierde y los movimientos de la materia en el interior de la nube no están dirigidos a converger hacia el centro de la misma, las inestabilidades por sí mismas “focalizan” estos movimientos a más pequeña escala y colectan material de la nube en condensaciones que pueden, eventualmente, colapsar. En este proceso juegan un papel importante la interacción mutua de las inestabilidades de Kelvin–Helmholtz y de Rayleigh–Taylor, y la acumulación de materia es más favorable cerca del centro de la superficie de la nube, en donde sólo la última inestabilidad tiene oportunidad de desarrollarse (Woodward, 1976).

### 1.6.2 Influencias sobre la química

Como hemos apuntado anteriormente, la formación estelar ya sea de estrellas de baja masa como de estrellas masivas, produce fenómenos turbulentos en el interior de las nubes moleculares. Estos fenómenos son, en principio, lo suficientemente locales como para que las condiciones físicas presentes en la mayoría del volumen que ocupa una nube molecular típica sean razonablemente uniformes, sin embargo, afectan a otro aspecto no menos importante como es la química del medio interestelar.

La formación estelar actúa, principalmente, a través de dos procesos en la química de las nubes moleculares:

- La influencia de la radiación UV o Fotoquímica
- La química de choques

La radiación UV afecta, a su vez, de dos maneras diferentes en la química. Por una parte calienta la nube aumentando su temperatura cinética e influyendo así en las velocidades de reacción de los procesos entre las distintas especies químicas. Por otra parte, las moléculas observadas en el medio interestelar son el resultado de un proceso de balance entre los procesos de formación y destrucción. La formación de moléculas a su vez constituye un proceso de destrucción de aquellas otras más simples a partir de las que se forman especies más complejas. Sin embargo, en aquellas zonas sometidas a una cantidad significativa de fotones UV, los principales procesos de destrucción son los provocados por la radiación UV incidente (fotodestrucción). Los procesos de destrucción de moléculas por esta clase de radiación se llevan a cabo de dos maneras diferentes:

- Disociando la molécula y formando compuestos moleculares o atómicos más simples (fotodisociación).

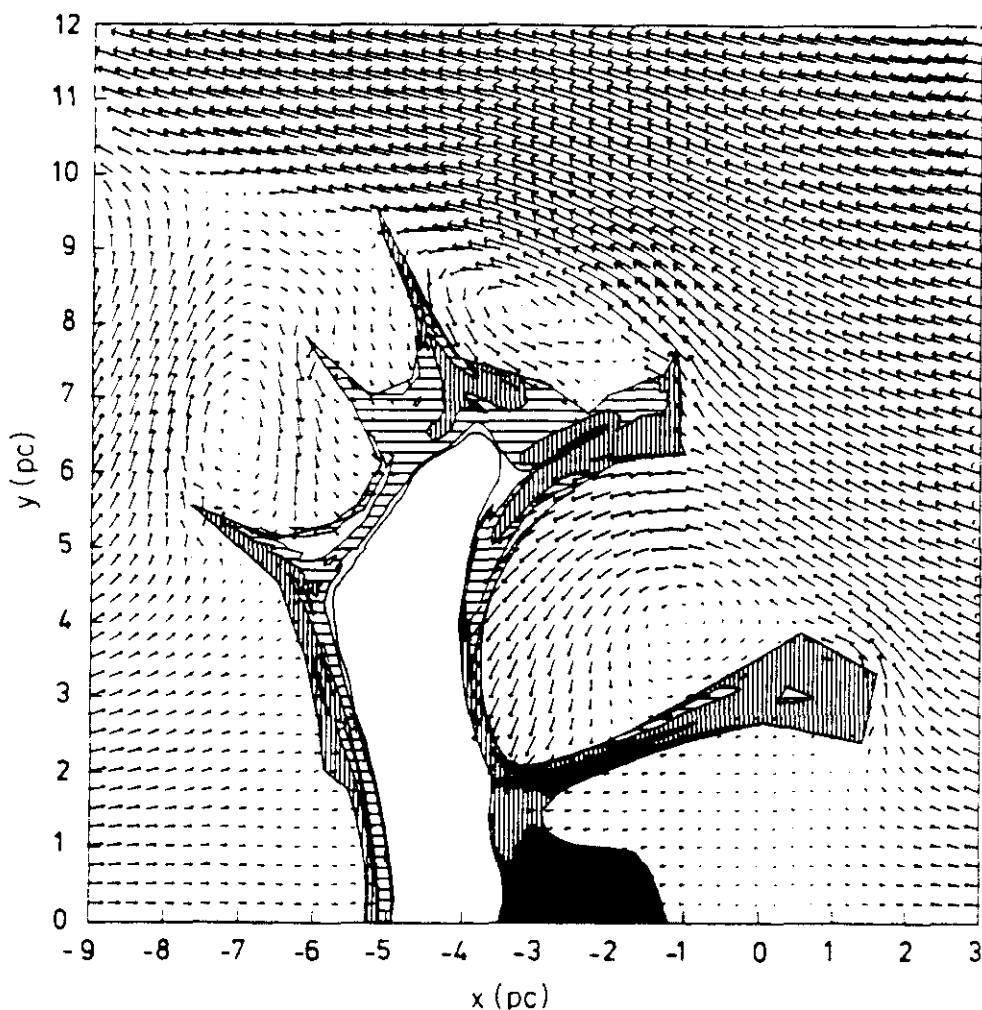


Figura 1.8: Mapa de una nube molecular comprimida por el paso de una onda de choque (Woodward, 1976). Las áreas sombreadas representan los contornos de densidades de 20, 40, 100 y  $200 \text{ cm}^{-3}$   $5.9 \times 10^6$  años después de que un frente de choque alcanzara la nube inicialmente de forma esférica con un radio de 15 pc y centrada en la posición (0,0) del mapa. Como consecuencia de la acción conjunta de las inestabilidades de Rayleigh–Taylor y de Kelvin–Helmholtz generadas sobre la superficie de la nube, esta desarrolla largas lenguas de material dirigidas hacia el medio internube. Las flechas representan la dirección y magnitud de la velocidad relativa del gas en el frente de choque.

- Produciéndose una ionización de los compuestos (fotoionización).

La zona de interfase de la región H II y la nube molecular es de esperar esté afectada de estos procesos ya que sobre ella están incidiendo los fotones UV procedentes de la región H II.

El otro aspecto que actúa de una manera importante sobre la química de las regiones de formación estelar son los frentes de choque. Como hemos visto anteriormente estos frentes son muy comunes en las regiones en las que existen estrellas jóvenes, ya que pueden ser una de las consecuencias de los procesos de eyección de masa que tienen lugar en las primeras fases de la formación estelar, o bien aparecer durante la expansión de las regiones H II, o ser producidos por los vientos ionizados de las estrellas OB. Estos frentes se desplazan a una velocidad superior a la del sonido en el medio y su resultado es una región de transición en la que el gas de la nube es sometido a una repentina compresión y calentamiento. Como consecuencia las propiedades de este gas cambian abruptamente, creándose una superficie de “discontinuidad” cuya anchura es pequeña en comparación con las dimensiones de la nube, y en la que la densidad, presión, velocidad y otros parámetros cambian discretamente.

El paso de un frente de choque comprime el gas un factor 4, lo acelera a 3/4 de la velocidad de choque ( $v_s$ ), y lo calienta a una temperatura

$$T = 2900 \left( \frac{v_s}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \text{ K} \quad (1.1)$$

si se trata de gas atómico neutro y a

$$T = 1400 \left( \frac{v_s}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \text{ K} \quad (1.2)$$

si el gas está ionizado.

Un frente choque suficientemente rápido es capaz de ionizar el gas. En este caso los fotones del proceso de recombinación



pueden ser lo suficientemente numerosos como para causar la ionización y disociación del gas situado delante del frente, y retrasar o inhibir la recombinación y formación molecular en las regiones detrás del choque. Esta radiación además de calentar el gas, puede ocasionar una subida brusca de la temperatura de los granos de polvo.

En el caso de que el frente de choque se produzca en presencia de un campo magnético, los movimientos de los iones y electrones tienden a seguir las líneas de campo mientras que las especies neutras no son afectadas por el campo, por lo que en el estudio del fenómeno hay que considerar las partículas cargadas y las neutras por separado. En este caso, y si el campo magnético es lo suficientemente intenso, puede ocurrir que las condiciones físicas no varíen de manera abrupta sino más suavemente, con lo que no se llegan a alcanzar temperaturas tan elevadas como las indicadas anteriormente por las ecuaciones 1.1 y 1.2. No obstante, si se alcanzan temperaturas lo suficientemente elevadas como para superar la energía de activación de importantes reacciones químicas que afectarán a la composición molecular y atómica de los alrededores.





## Capítulo 2

# La Región de Orión

### 2.1 Gran escala

Orión es una de las regiones del cielo más cercanas (a unos 500 pc de distancia) que presenta evidencias de una reciente formación de estrellas masivas. Por ello, se han realizado un gran número de estudios observacionales ya que, sin lugar a dudas, esta región constituye uno de los laboratorios más importantes donde contrastar las teorías de formación y evolución de estrellas masivas. Existen numerosos libros y artículos de revista que realizan un repaso a las distintas observaciones que se han efectuado sobre Orión y que exponen y/o proponen diferentes modelos que tratan de explicar la morfología así como las condiciones físicas químicas de esta región. De entre estos trabajos cabe destacar las revisiones realizadas por Goudis (1982) y por Genzel & Stutzki (1989). En este capítulo se realiza un compendio de todas las observaciones y resultados existentes hasta la fecha basandose esencialmente en los artículos de repaso mencionados anteriormente complementandolos con los resultados más actuales aparecidos después de la publicación de los mismos.

Los mapas a gran escala del gas molecular (especialmente de la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  de  $^{12}\text{CO}$ ) de la región (figura 1.1), muestra dos complejos moleculares coincidentes, aproximadamente, con varias de las nubes oscuras (Lynds) que han sido detectadas en el área. El “complejo molecular norte” (ver figura 2.1) en la transición anteriormente mencionada, es una región de emisión muy extensa asociada con la nube oscura L 1630 (Lynds, 1962). Esta emisión se extiende aproximadamente sobre una región de  $4^\circ$  en dirección N→S desde la nebulosa de la “Cabeza de Caballo”, NGC 2023 y NGC 2024 (Orión B) hasta las nebulosas por reflexión NGC 2068 y NGC 2071. Por otro lado, el “complejo molecular sur” (Kutner *et al.*, 1977) es una región más grande asociada con las nubes oscuras L 1640, L 1641 y L 1647, que se extiende  $6^\circ$  hacia el sur desde la “Nebulosa de Orión” (NGC 1976, M 42, Orión A) y es alargada y paralela al Plano Galáctico con  $-19.4^\circ$  de Latitud Galáctica. La emisión molecular de este complejo sur se subdivide a su vez en tres nubes de material neutro: OMC 1 situada detrás de la región H II M 42, OMC 2 relacionada con la región H II M 43 y cuyo máximo en la emisión de  $\text{CO}(J = 2 \rightarrow 1)$  se encuentra aproximadamente  $4'$  al norte y  $1'$  al oeste de la misma, y OMC 3 situada aproximadamente  $16'$  al norte de OMC 2. El extenso *survey* en CO realizado por Maddalena *et al.* (1986), muestra que esas dos nubes conocidas también como Orión A y Orión B debido a las dos regiones

H II más importantes a las que están asociadas, están intrínsecamente conectadas por un puente de bajo nivel de emisión. En total cada nube cubre una región del cielo de aproximadamente 29 y 19 *grados*<sup>2</sup> respectivamente, con masas cada una de ellas de  $10^5 M_{\odot}$  (estimación realizada a través del Teorema del Virial). Orión A y Orión B se encuentran inmersas en una nube de gas (H I) de baja densidad cuya masa total es de  $\approx 7 \times 10^4 M_{\odot}$ . Este gas aparece como emisión “resaltada” de la componente más extensa de la emisión de H I relacionada con el Plano Galáctico. Situada aproximadamente 8° al este del complejo de Orión A, se encuentra la nube molecular de Monoceros R2 (a una distancia del Sol de 850 pc). Actualmente no está claro si esta región se encuentra relacionada con los complejos moleculares de Orión A y Orión B. La nube NGC 2149 podría ser un filamento que conectara Orión A y el complejo de Monoceros en su borde Sur. Sin embargo, no existe una continuidad entre las respectivas velocidades de las nubes.

NGC 2149 forma parte de una compleja cadena de filamentos que se extiende 20° sobre el cielo y está inclinada 50° con respecto al Plano Galáctico. Esta cadena de filamentos conecta Orión A con el Plano Galáctico. Paralelamente a ella se encuentra el “filamento norte” que conecta Orión B con, también, el Plano Galáctico.

Existe una extraordinaria similitud entre la distribución a gran escala de CO y los mapas a gran escala entre 12 y 120  $\mu\text{m}$  obtenidos con el satélite IRAS (Infrared Astronomical Satellite) (Robinson, 1984; Beichman, 1988). Gas y polvo, muestran un *ridge* (“cresta”) con un abrupto corte en la emisión a lo largo del borde oeste. La emisión de CO es intensa en el *ridge* cerca de las regiones H II de Orión A, NGC 1977, NGC 2023, NGC 2024, NGC 2068 y NGC 2071. Todas ellas son conocidos núcleos de formación estelar masiva y muy prominentes en los mapas IRAS.

Este trabajo se centra en el estudio del gas molecular asociado a la región H II de Orión A conocida también como “NGC 1976, M 42 o la gran Nebulosa de Orión”. En las siguientes secciones realizaremos una exhaustiva descripción de su morfología, condiciones físicas y químicas.

## 2.2 La componente estelar

### 2.2.1 La asociación de estrellas masivas Ori OBI y la formación estelar secuencial en Orión.

La asociación estelar Orión OBI es la más importante de esta región. Está formada por unas 56 estrellas con clases comprendidas entre O 6 y B 2 (Blaauw, 1964) de las cuales las estrellas OB  $\theta^1$  (el Trapecio) son las más brillantes del subgrupo más joven de la asociación y las responsables de la excitación de la región H II M42. La asociación Orión OBI está dividida en cuatro subgrupos Ia, Ib, Ic e Id con edades de 12, 8, 6, 4 millones de años respectivamente. Los grupos más viejos tienen diámetros más grandes, y relacionando tamaño y edad, se obtiene una velocidad de expansión cercana a los  $2 \text{ km s}^{-1}$ , en buen acuerdo con la velocidad de dispersión de  $2.3 \text{ km s}^{-1}$  medido en el cúmulo más joven. Los subgrupos más viejos se encuentran a distancias (proyectadas) más grandes de la nube molecular que los más jóvenes. Similar tendencia se observa en H I, cuya densidad columnar está correlacionada inversamente con la edad de los subgrupos. Todos estos hechos soportan fuertemente la idea de que la formación estelar fue disparada desde el exterior (Elmegreen & Lada, 1976 y 1977).

La distancia estimada para las estrellas de la asociación OB varía entre 400 y 500 pc (Borgman & Blaauw, 1964; Johnson & Hiltner, 1956; Lesh, 1968; Sharpless, 1952 y 1962; Walker, 1969;

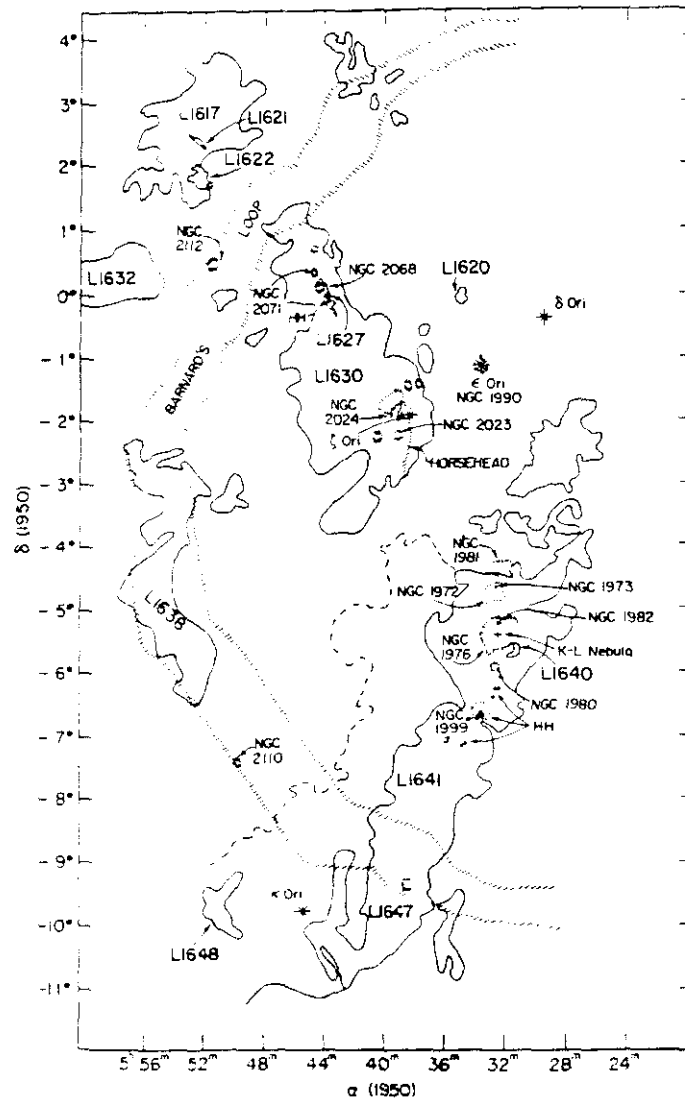


Figura 2.1: Representación esquemática de los complejos moleculares de la región de Orión. Las nubes oscuras están delimitadas por el contorno continuo y designadas por su número L (Lynds, 1962). Las nebulosas ópticas están marcadas mediante líneas a rayas, y algunos objetos Herbig–Haro (HH) se indican mediante puntos. El contorno discontinuo representa el nivel del borde de más baja excitación de L1641. También están señaladas algunas de las estrellas de la constelación de Orión

Warren & Hesser, 1978) y está de acuerdo con la determinación directa de la distancia al núcleo de formación estelar BN–KL en la nube molecular OMC 1 mediante la medida de los movimientos propios de los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  ( $470 \pm 70$  pc, Genzel *et al.*, 1981). Debe de existir un gradiente en la distancia entre los distintos subgrupos de estrellas OB estando más cerca los más viejos que los jóvenes (Borgman & Blaauw, 1964; Crawford & Barnes, 1966; Warren & Hesser, 1978) y siendo la distancia entre ellos de aproximadamente 50 pc. Mediante esta distancia y la diferencia de edad entre los subgrupos se puede realizar una estimación de cuál ha sido la velocidad de propagación de la actividad de formación estelar, siendo ésta de aproximadamente  $25$  pc millones de años $^{-1}$ , o  $25$  km s $^{-1}$ . Una velocidad tan elevada podría explicarse si la secuencia de los eventos de la formación estelar fuera propagada por la combinación de los frentes de choque producidos por las explosiones supernova de las primeras generaciones de estrellas.

### 2.2.2 La distribución de estrellas poco masivas

Un examen de la emisión en las líneas  $\text{H}_\alpha$  como trazadora de la formación estelar de baja masa, muestra una distribución que se ajusta bastante bien a el *ridge* molecular de la nube de Orión A (ver figura 2.4). La distribución de este tipo de estrellas jóvenes poco masivas tiene su máximo en el área del “cúmulo de la Nebulosa de Orión”, aunque también se encuentran repartidas de una manera menos densa siguiendo la región de emisión molecular. El cúmulo de la Nebulosa de Orión contiene al menos  $10^3$  estrellas (Jones & Walker, 1988) y tiene una extensión de aproximadamente 2.5 pc en dirección este→oeste y 4.5 pc en la norte→sur a lo largo del *ridge* molecular central con forma de “S”. El *survey* de la nube L 1641 de Nakajima *et al.* (1986) muestra que los objetos pre-secuencia principal están asociados con la nube oscura en la zona sur de la nube Orión A. Cohen & Kuhl (1979) encuentran que las estrellas T Tauri en Orión tienen menos de unos pocos millones de años, tiempo similar a la edad de las estrellas masivas formadas en el cúmulo de la Nebulosa de Orión. Otro indicativo de la juventud de estas estrellas pre-secuencia principal es su inusual actividad en el rango de rayos X (Ku *et al.*, 1982).

## 2.3 La “Nebulosa de Orión”

Los objetos visibles más importantes del complejo de Orión son por supuesto la “Gran Nebulosa de Orión”, M 42 y su compañera M 43 (ver figura 2.2). M 43 es una región H II pequeña y, aproximadamente esférica y simétrica, iluminada por  $\nu$  Ori, una estrella joven de tipo B. Por el contrario, M 42 es una región H II más extensa que su compañera y con una morfología irregular (ver figura 2.2). Está excitada principalmente, por las estrellas del “Trapecio” ( $\theta^1$  A Ori– $\theta^1$  D Ori), un grupo de estrellas jóvenes pertenecientes a la subasociación de estrellas OB Id Ori. La emisión de M 42 y M 43 está claramente separada por un filamento de polvo llamado *Dark Lane* (“Vereda Oscura”). Este filamento se “dobla” alrededor de M 42 cubriendo una pequeña parte de ella y formando de esa manera, la zona conocida por “Bahía Oscura”.

En el interior de M 42 se puede observar cierta estructura en particular, una “barra” brillante (frente de ionización) conocida como la “barra óptica”, cercana a  $\theta^2$  Ori y un núcleo central de  $\sim 3'$  de diámetro. Puesto que las regiones de la “barra” más cercanas a las estrellas del Trapecio ( $\theta^1$  Ori), muestran emisión de iones de átomos con grados de ionización más altos que aquellas

zonas más cercanas a las estrellas  $\theta^2$  Ori, la fuente de energía no pueden ser estas últimas sino probablemente  $\theta^1$  Ori.

Observacionalmente se ha establecido que, para una especie atómica dada, existe una relación entre el patrón de velocidad radial del gas ionizado y el grado de ionización del mismo. En concreto, cuanto menor es el potencial de ionización de una especie, sus líneas de emisión se encuentran más desplazadas hacia el rojo. Así por ejemplo el O II, C II, N II, y S II tienen velocidades radiales  $\sim 9 - 9.7 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que He II, O III, y Ne III, cuyos potenciales de ionización son más elevados, tienen velocidades  $\sim -2 \text{ km s}^{-1}$ .

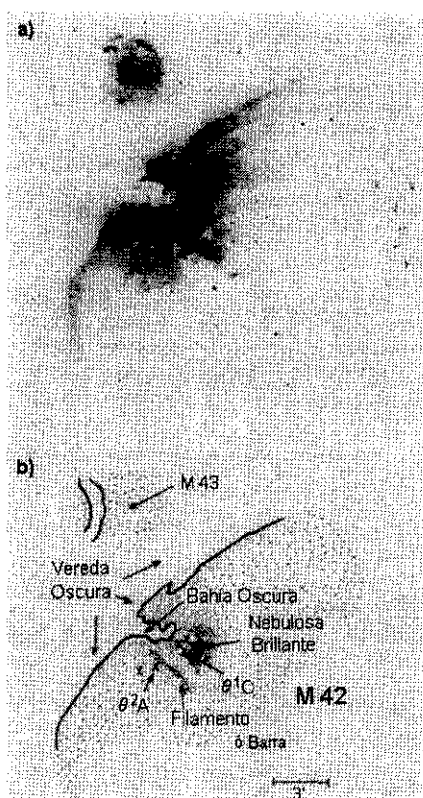


Figura 2.2: a) Imagen de las nebulosas M42 y M43 en la banda [S II]  $\lambda\lambda 6717, 6731 \text{ \AA}$ .

b) Representación esquemática de los rasgos ópticos más importantes de M42 y M43.

Como ya se ha comentado en secciones anteriores los primeros modelos que se realizaron de la Nebulosa de Orión eran esféricamente simétricos, sin embargo en 1973 Zuckerman, y posteriormente Balick *et al.* en 1974, propusieron un modelo de la misma en el que la nube molecular se sitúa detrás pero muy cerca ( $\sim 0.1 - 0.2 \text{ pc}$ ) de las estrellas del Trapecio, estando la región III limitada por la densidad en la dirección del observador y erosionando a la nube molecular por la cara posterior.

Este modelo es capaz de explicar la mayoría de las características principales del patrón de velocidades radiales observado. En la interfase III–HII detrás del Trapecio, el gas sufre un proceso de aceleración debido al gran gradiente de presión esperado. Las líneas de bajos grados de ionización (por ejemplo; O I, C II, N II, y S II) se forman en lugares próximos al frente de

ionización, donde los gradientes de presión han sido sólo parcialmente efectivos al acelerar el gas, mientras que las líneas de alto grado de ionización (He I, O III, y Ne III) provienen de una región más cercana a nosotros, en donde el gas viaja a la velocidad del sonido relativa al frente de ionización.

La morfología general del núcleo es similar para las diferentes longitudes de onda, en contraste con la emisión de las nebulosas planetarias que muestran varios y bien estratificados estados de excitación. Ésto es debido a la estructura inhomogénea del gas cuya la densidad decrece abruptamente con la distancia al centro.

Observaciones en el continuo a 20 cm realizadas por Yusef-Zadeh han mostrado una nueva imagen de la región H II M 42. Dichas observaciones evidencian una nebulosa con forma cónica cuya geometría se explica en términos de la interacción del gas ionizado y el gas neutro de la nube ambiente. También se observa un intrincado conjunto de filamentos que rodean la región del Trapecio y que son interpretados como frentes de choque producidos, quizá, por los vientos estelares procedentes de las estrellas del cúmulo del Trapecio.

### 2.3.1 El “cúmulo del Trapecio”

Trumpler (1931) y Baade & Minkowski (1937) fueron los que primero observaron la existencia de una concentración de estrellas débiles visibles cerca de la asociación  $\theta^1$  OB conocida también como “cúmulo del Trapecio”. Según Herbig & Terndrup (1986), la mayoría de las estrellas pertenecientes a este cúmulo son jóvenes (con una edad menor que unos cuantos millones de años), y casi no hay signos de una población estelar con edades mayores a  $10^7$  años. La práctica totalidad de las estrellas de este cúmulo tienen masas comprendidas entre 0.5 y  $2 M_{\odot}$ . Es improbable que las estrellas visibles del cúmulo del Trapecio se hayan formado durante la vida de la nube molecular ( $> 10^7$  años) sino que su formación debe de ser reciente. La densidad de estrellas del cúmulo es de  $2 \times 10^3$  estrellas  $\text{pc}^{-3}$ , que corresponde con una densidad media de al menos  $10^5$  núcleos de hidrógeno  $\text{cm}^{-3}$ , que es la típica en los núcleos densos de las nubes moleculares. Por tanto las estrellas deben de haberse formado con gran eficiencia a partir de una condensación muy densa en la nube OMC 1.

Estudios de las velocidades radiales y de los movimientos propios de las estrellas en el cúmulo de la nebulosa de Orión muestran una dispersión de velocidades de  $2.3 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ , para unos 900 miembros (Jones & Walker, 1988), y  $1.5 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$  para los 49 objetos más brillantes (van Altena *et al.*, 1988). Estas velocidades son demasiado grandes como para mantener en equilibrio de virial a la Nebulosa de Orión o al cúmulo de Trapecio. Sin embargo, el conjunto nube molecular, cúmulo de estrellas poco masivas, y asociación de estrellas OB probablemente satisfaga el criterio de virial.

El origen de este conjunto de estrellas es desconocido. La situación más probable es que un cúmulo muy denso de estrellas jóvenes en la fase de pre-secuencia principal se ha formado en las cercanías de  $\theta^1$  C en unos cuantos millones de años, probablemente a partir de una concentración inusualmente densa de gas. Su densidad en la actualidad es aun más de dos órdenes de magnitud superior a la de cúmulos jóvenes ordinarios (Herbig & Terndrup, 1986). El cúmulo probablemente se dispersará en un futuro como las estrellas OB en el Trapecio y en BN-KL removiendo el gas necesario para mantener ligado el conjunto del sistema. Este escenario es consistente con la idea inicial de Herbig (1962) de que la formación de estrellas poco masivas en una nube cesa

tan pronto como las estrellas masivas se han formado y dispersado la nube (ver también Lada, 1987).

### 2.3.2 La emisión en el infrarrojo (IR)

#### La Nebulosa del Trapecio o Ney–Allen

El polvo caliente que se encuentra en la zona de interfase entre la región H II y el gas neutro, y que emite en el IR cercano y medio, muestra una morfología similar a la observada en el visible y en longitudes de onda radio. Esta emisión está físicamente asociada con M 42 y es conocida como la "Nebulosa del Trapecio" o "Ney–Allen" (Ney & Allen, 1969). La distribución de la energía en el infrarrojo que representa la re-emisión por el polvo de la radiación estelar absorbida puede ser explicada si los granos de polvo están compuestos por silicatos. El mecanismo de calentamiento del polvo sería la radiación  $L_{\alpha}$  procedente de la región H II (Gehrz *et al.*, 1975).

A  $10\mu\text{m}$ , los silicatos se observan en emisión en la Nebulosa del Trapecio y en absorción en la región de la Nebulosa KL (ver más adelante). Esta situación se interpreta de manera que la emisión de la Nebulosa del Trapecio está producida por los silicatos de los granos de polvo de las envolturas circunestelares, mientras que la absorción observada en KL se origina en una extensa nube de polvo que rodea al cúmulo infrarrojo.

#### La Nebulosa KL

La "Nebulosa de Kleinmann–Low", también conocida como "Nebulosa KL" (Kleinmann & Low, 1967), se encuentra  $1'$  al NW de las estrellas del Trapecio tiene un diámetro de  $30''$  y no coincide con ninguna estructura observada en radio, por tanto no parece estar producida directamente por las estrellas del Trapecio y puesto que no absorbe luz de la nebulosa óptica (M 42) debe de situarse detrás de la misma.

Rieke *et al.* (1973) mostraron que con mayores resoluciones espaciales la nebulosa infrarroja KL se divide en numerosas fuentes compactas con diferentes temperaturas de color. Los mapas de 2 a  $30\mu\text{m}$  (Downes *et al.*, 1981; Grasdalen *et al.*, 1981; Lee *et al.*, 1983; Wynn–Williams *et al.*, 1984) muestran al menos diez fuentes infrarrojas "compactas" de las cuales cinco (IRc1, 2, 3, 4 y 5) se encuentran en el interior de la Nebulosa KL. La fuente IRc1 es también conocida como el objeto BN, descubierto por Becklin y Nuegebauer en 1967 (Becklin & Nuegebauer, 1967). Al principio se pensó que todas estas fuentes eran de naturaleza estelar y que estaban en un estado evolutivo temprano, sin embargo estudios posteriores cambiaron esta imagen considerablemente. En la tabla 2.1 se dan las coordenadas de las cinco fuentes infrarrojas compactas situadas en el interior de la Nebulosa KL.

La luminosidad total del complejo en el infrarrojo medio y lejano está comprendida entre  $6 \times 10^4$  y  $1.2 \times 10^5 L_{\odot}$  (Drapatz *et al.* 1983; Jaffe *et al.*, 1984; Thronson *et al.*, 1986; Werner *et al.*, 1976) lo cual indica que las estrellas jóvenes del cúmulo son luminosas y masivas.

La estructura de la Nebulosa KL se deduce principalmente de las observaciones de la polarización a  $3.8\mu\text{m}$  de Werner *et al.* (1983) y de las cartografías con alta resolución entre 2 y  $30\mu\text{m}$  de Lee *et al.* (1983) y Wynn–Williams *et al.* (1984). Según estos datos, la emisión de la nebulosa entre 2 y  $4\mu\text{m}$  está fuertemente polarizada. El grado de polarización (por encima del 50%), su dependencia con la longitud de onda, y su distribución espacial sistemática a gran

Fuente infrarroja	$\alpha$ (1950)	$\delta$ (1950)
IRc1 (objeto BN)	5 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 46 <sup>s</sup> .7	−5°24′17″
IRc2 (IRS3)	5 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 47 <sup>s</sup> .0	−5°24′24″
IRc3	5 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 46 <sup>s</sup> .7	−5°24′25″
IRc4	5 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 46 <sup>s</sup> .8	−5°24′29″
IRc5	5 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 46 <sup>s</sup> .9	−5°24′33″

Tabla 2.1: Posiciones de los miembros del cúmulo infrarrojo de OMC1 de acuerdo con Rieke *et al.*, 1973. Otra fuente infrarroja, IRS2, fué detectada por Wynn–Williams & Becklin (1974), esta nueva fuente se sitúa al norte del cúmulo ( $\alpha = 5^{\text{h}}32^{\text{m}}46^{\text{s}}.3$ ,  $-5^{\circ}23'55''$ ) y no está asociada con él.

escala son una prueba de que la radiación polarizada es debida a luz dispersada proveniente de las fuentes iluminadoras IRc2 y BN (Hough *et al.*, 1986; ver figura 2.3). Dyck *et al.* (1973) fueron los primeros en detectar la emisión polarizada a  $10\mu\text{m}$  y Aitken *et al.* (1985), a partir de la distribución a gran escala del patrón de polarización de la radiación a  $8\text{--}13\mu\text{m}$ , dedujeron que los granos de polvo estaban alineados por el momento angular intrínseco de los fotones provenientes de IRc2.

IRc2 es una fuente intensa a  $2\text{--}30\mu\text{m}$  aunque está fuertemente oscurecida por el borde de una condensación de gas y polvo ópticamente espesa ( $N(\text{H}_2) = 10^{24}\text{ cm}^{-2}$  o  $\tau(10\text{--}30\mu\text{m}) = 10\text{--}20$ )  $2''$  al sur de la misma. BN ( $L = 10^4 L_{\odot}$ ) e IRc9 ( $L > 200 L_{\odot}$ ) son las otras dos fuentes de la región que claramente son luminosas por sí mismas. Los picos de la temperatura de color más intensos calculados a partir de la emisión a  $8$  y a  $12.5\mu\text{m}$ , y a  $12.5$  y  $20\mu\text{m}$  son BN e IRc2 seguidos de IRc4, lo que sugiere que contienen el polvo más caliente y cercano a las fuentes excitadoras. Las zonas de mayor dispersión a  $2.2$  y  $3.8\mu\text{m}$  (IRc3, 4, 5, 7) coinciden con los picos más intensos a  $20$  y  $30\mu\text{m}$ , lo cual indica que los granos de polvo absorben la radiación a  $2\text{--}20\mu\text{m}$  y la re-emiten a longitudes de ondas más largas. El máximo de la densidad columnar del gas coincide con los picos de la opacidad del polvo a  $20\text{--}30\mu\text{m}$  y el mínimo de intensidad a  $8\text{--}30\mu\text{m}$ . Es decir, existe una anticorrelación entre la emisión molecular y la infrarroja debido a una distribución muy poco uniforme del polvo.

El modelo de la región que mejor se ajusta a los datos en el infrarrojo y radio es el propuesto por Wynn–Williams *et al.* (1984). Según este modelo, la geometría de la región BN–KL es la de una cavidad con un diámetro de aproximadamente  $10^{17}\text{ cm}$ , centrada en IRc2 (fuente de mayor luminosidad de la región ( $L_{\text{IRc2}} = 2\text{--}10 \times 10^4 L_{\odot}$ )), y abierta por la acción de los flujos provenientes de esta última. La cavidad estaría rodeada por fragmentos de la nube molecular, los cuales serían la mayoría de los otros picos de la Nebulosa KL (IRc3, 5, 6, 7, etc.). IRc4 es un intenso pico en la temperatura del gas en el “ridge compacto” (ver más adelante) y puede contener una fuente intrínsecamente luminosa en su interior. La baja opacidad en el infrarrojo y de la densidad de columna del gas/polvo ( $\tau(3.8\mu\text{m}) \leq 1$  o  $N(\text{H}_2) \leq 10^{23}\text{ cm}^{-2}$ ) en la dirección de la cavidad es probablemente debida al violento viento estelar procedente de IRc2.



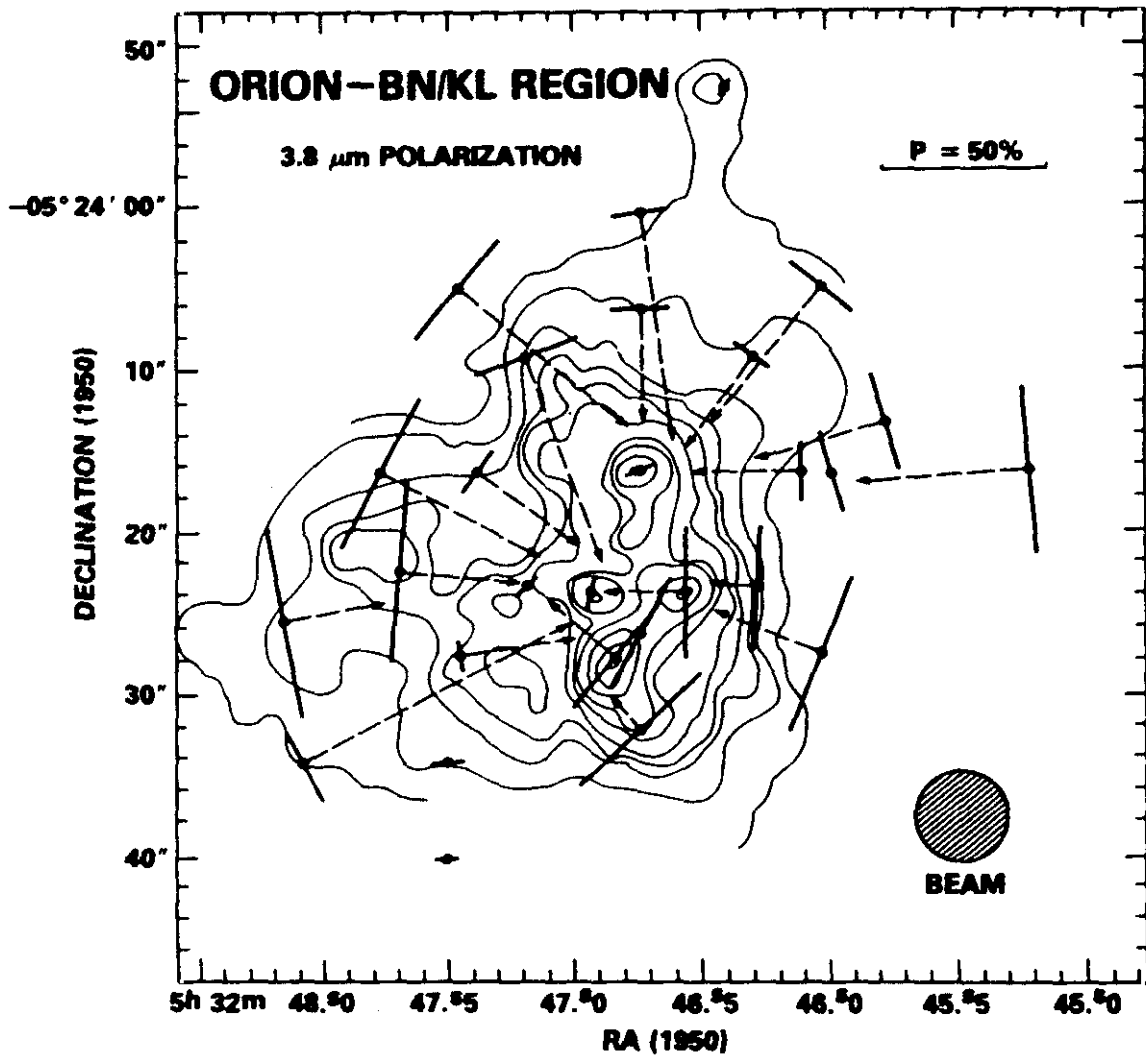


Figura 2.3: Distribución del vector eléctrico de la polarización a  $3.8\mu\text{m}$  (Werner et al., 1983) superpuesto sobre el mapa a  $20\mu\text{m}$  de  $2''$  de resolución espacial (Downes et al., 1981). Según Werner et al., la emisión polarizada a  $3.8\mu\text{m}$  es debida a la dispersión por los granos de polvo. Las flechas discontinuas representan el origen posible de la radiación dispersada.

### 2.3.3 La emisión radio en Orión A. El complejo molecular OMC 1

La cresta de la emisión de las nubes moleculares de Orión A y Orión B observada en CO (ver sección 2.1) representa también la posición del material molecular de alta densidad ( $n_{H_2} \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) y se observa en las medidas a gran escala de OH (Baud & Wouterloot, 1980), y  $H_2CO$  (Cohen *et al.*, 1983). El *ridge* o cresta de Orión A (40 pc x 2 pc) ha sido también cartografiado en detalle en la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  de  $^{13}CO$  por Bally *et al.* (1987). Consiste en un filamento con forma de “S” de alrededor de  $1^\circ$  (8.6 pc) de longitud y centrado aproximadamente en la “Nebulosa de Orión”, y una estructura en forma de “V”, de longitud  $4^\circ$  con la punta cerca de la misma nebulosa y señalando hacia el noroeste, en dirección al centro de la asociación Ori OB1 (ver figura 2.4). La nube presenta una intrincada morfología mostrando multitud de filamentos así como una compleja estructura cinemática. Bally *et al.* (1987) identificaron más de 100 condensaciones individuales que cubren áreas que van desde 30 hasta 100 minutos de arco<sup>2</sup> y tienen masas comprendidas entre decenas y varios cientos de  $M_\odot$ . La nube molecular asociada a la región H II M 42 es conocida como OMC 1. La emisión de esta nube molecular se extiende varios parsecs en dirección norte-sur en los mapas de moléculas trazadoras de alta densidad como  $H_2CO$  (Kutner *et al.*, 1971; Kutner & Thaddeus 1971; Thaddeus *et al.*, 1971; Harvey *et al.*, 1974; Evans *et al.*, 1975; Kutner *et al.*, 1976), HCN (Clark *et al.*, 1974) y CS (Liszt *et al.*, 1974). Por otra parte, también se observan máximos locales en las cercanías de la fuente infrarroja OMC 2 (Gatley *et al.*, 1974; Ho *et al.*, 1979) y una abrupta zona de interfase con la región H II NGC 1977. Esta emisión es conocida como el “*ridge*” y constituye la parte central del filamento con forma de “S” observado en  $^{13}CO$  (Bally *et al.*, 1987).

Muchas de las condensaciones observadas en este *ridge* contienen estrellas en su interior que han sido observadas en el infrarrojo cercano (Gatley *et al.*, 1974; Johnson *et al.*, 1990), son máximos de emisión en el infrarrojo lejano, o están asociadas con máseres de  $H_2O$  y flujos bipolares (Bally *et al.*, 1987; Genzel & Downes, 1977; Wouterloot & Wamsley, 1986). Por ejemplo la condensación denotada por Keene *et al.* (1982) como OMC 1-Sur contiene el flujo bipolar Orión-S (ver sección 4.4) (Ziurys *et al.*, 1987; Schmid-Burgk *et al.*, 1990). Esta fuente es menos luminosa ( $\sim 10^4 L_\odot$ ) y tiene menos masa ( $\sim 50 M_\odot$ ) y una temperatura del polvo menor (45 K, Drapatz *et al.*, 1983; Jaffe *et al.*, 1984) que la Nebulosa KL ( $10^5 L_\odot$ ,  $150 M_\odot$ , 70 K), lo que indica que, o contiene estrellas menos luminosas que esta última, o se encuentra en un estado más temprano de su evolución. Otras condensaciones son frías y pueden ser candidatos a nubes en proceso de colapso (Harris *et al.*, 1983; Mundy *et al.*, 1986; Wilson & Johnston, 1989). Mundy *et al.* (1988) se dieron cuenta de que el *ridge* de condensaciones de OMC 1 podría haber sido comprimido externamente por la expansión de la región H II Orión A. Esta situación no es exclusiva de OMC 1. Mezger *et al.* (1988) mediante observaciones a 1 mm, encuentra condensaciones de polvo compactas ( $10''$ ) en NGC 2024 y Lada (1989) encuentra una serie de condensaciones densas en Orión B a partir de observaciones en la línea  $J = 2 \rightarrow 1$  de CS.

Hay un cambio a gran escala en el campo de velocidades a lo largo de la nube molecular de Orión A que va desde  $v_{LSR} \approx 12 \text{ km s}^{-1}$  en el noroeste hasta  $5 \text{ km s}^{-1}$  en el sureste que ha sido interpretado como un giro de la totalidad del complejo molecular alrededor de un eje en la dirección este-oeste (Kutner *et al.*, 1977). El valor del gradiente en media es de  $0.135 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ , que corresponde a un periodo de rotación de  $4 \times 10^7$  años. El sentido de la rotación sería opuesto a la rotación diferencial del disco galáctico. Sin embargo una rotación simple no es suficiente

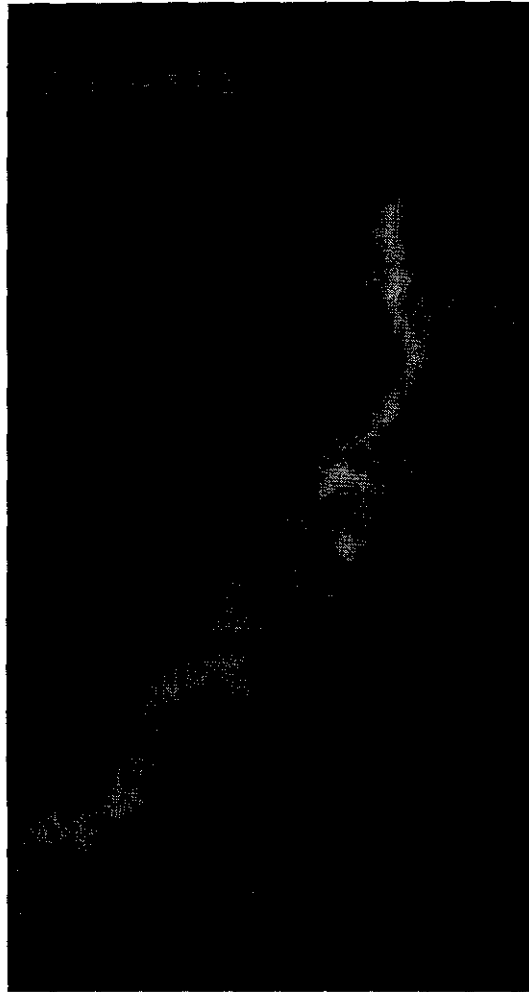


Figura 2.4: Representación en escala de grises de la emisión de la molécula de  $^{13}\text{CO}$  integrada entre las velocidades (LSR)  $2.5$  y  $13.5 \text{ km s}^{-1}$  en la dirección de la región sur de Orión. Las intensidades representan rangos que van desde  $0$  hasta  $54 \text{ K km s}^{-1}$ . Imagen tomada de Bally et al., 1987.

para realizar una adecuada descripción del campo de velocidades medido. Las velocidades son casi constantes en condensaciones de aproximadamente un tamaño de  $1''$  (Cohen *et al.*, 1983; Kutner *et al.*, 1977). El filamento con forma de “S” muestra una estructura de velocidades extraordinariamente complicada, incluyendo un pronunciado salto de la velocidad en las cercanías de la Nebulosa KL. Además, el campo de velocidades puede estar perturbado por la interacción con los frentes de ionización y de choque procedentes de la región HII alrededor de las estrellas del Trapecio (Loren, 1979; Sugitani *et al.*, 1986; White & Phillips, 1988). Por otra parte, la anchura supersónica de las líneas (entre  $1$  y  $5 \text{ km s}^{-1}$ ) sugiere la presencia de movimientos turbulentos locales. Como ya hemos visto en capítulos anteriores los flujos bipolares podrían ser una de las principales fuentes de estos movimientos turbulentos. En un *survey* realizado en el complejo molecular sur de Orión, Fukui *et al.* (1986) encuentran un total de siete flujos. La cantidad de luminosidad mecánica que estos flujos depositan en la nube es de aproximadamente  $2 L_{\odot}$  excluyendo la energía del *outflow(s)* de BN-KL ( $200 L_{\odot}$ ; Solomon *et al.*, 1981). Si el actual número de flujos es representativo del número de flujos que ha contenido la nube en otro tiempo, entonces éstos pueden suministrar una energía de turbulencia del orden de  $10^{48} \text{ erg}$ . Los flujos moleculares de estrellas de baja masa deben de afectar a una fracción considerable de la nube ya que están distribuidos aproximadamente de una manera uniforme sobre ella (Fukui *et al.*, 1986).

### El núcleo de OMC 1

Las diferentes componentes del gas neutro en el núcleo de OMC 1 se denominan de acuerdo con la anchura de las rayas que las caracteriza. En función de esta anchura estas componentes se conocen con los nombres de *spike*, *plateau*, y *hot core*.

- El “*spike*”

Conocida también como la componente del *ridge* de OMC 1, es una emisión muy estrecha ( $\Delta v \approx 4 \text{ km s}^{-1}$ ) pero de gran extensión espacial, que recorre de norte a sur la Nebulosa KL. El centro de la línea se encuentra a velocidades radiales comprendidas entre  $8$  y  $10 \text{ km s}^{-1}$  y se observa en gran variedad de moléculas. La cinemática del gas molecular asociado a la componente del *ridge* ha sido motivo de un importante debate en los últimos diez años. En las primeras cartografías realizadas en *single-dish* (por ejemplo, Turner & Thaddeus, 1977) la emisión del *ridge* molecular ambiente tiene una extensión de aproximadamente  $6'$  ( $\sim 1 \text{ pc}$ ) a lo largo de la dirección norte-sur. Esta emisión presenta un salto de  $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$  en la velocidad central de la línea ( $\sim 8.7 \text{ km s}^{-1}$ ) sobre su región más interna de aproximadamente  $1'$  de extensión ( $0.16 \text{ pc}$ ), que fué interpretado como una rotación. Posteriormente se observó que la emisión de muchas moléculas (HCN,  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$ , SO, CS y  $\text{H}_2\text{O}$ ) presentan un cambio de velocidades de unos  $8 \text{ km s}^{-1}$  en el suroeste, a  $10 \text{ km s}^{-1}$  en el noreste. A pequeña escala, Hasegawa *et al.* (1984) a partir de sus observaciones de CS, propusieron que dicho cambio de velocidades es debido a la rotación diferencial y colapso de un disco molecular. A las mismas conclusiones llegan Vogel *et al.* (1985) con observaciones interferométricas de HCN de alta resolución angular ( $6''$ ). La velocidad del *ridge* parece diverger en las cercanías de IRC2 por ambos lados, lo cual sería consistente con una rotación Kepleriana alrededor de un objeto central. Vogel *et al.* (1985)

calculó una masa de  $25 M_{\odot}$  suponiendo una inclinación del *ridge* de  $40^{\circ}$  con respecto del plano del cielo. Alternativamente, el salto de  $2 \text{ km s}^{-1}$  entre el gas del *ridge* al suroeste y noreste de BN–KL hizo pensar a Ho & Barret (1978) a partir de observaciones de  $\text{NH}_3$ , que era producido por la colisión de dos nubes moleculares. Bastien *et al.* (1981) mediante observaciones de  $\text{H}_2\text{CO}$  confirmaron el modelo de las dos nubes moleculares con distinta velocidad, pero además argumentaron que precisamente esas dos nubes confinarían el flujo de alta velocidad observado en Orión produciéndose de esta manera, la distribución en dos lóbulos de la emisión de  $\text{H}_2$  (ver más adelante). Esta misma interpretación realiza Padman *et al.* (1985) mediante observaciones de CS, y más recientemente Womack *et al.* (1993) con  $\text{N}_2\text{H}^+$ .

Johannsson *et al.* (1984) observaron una nueva componente conocida como la “componente compacta del *ridge*”. Esta emisión no es fácilmente reconocible debido su anchura ( $3 \text{ km s}^{-1}$ ), y se detecta en las observaciones de moléculas trazadoras de temperaturas cinéticas altas como  $\text{CH}_3\text{CN}$  (Andersson, 1985) y  $\text{CH}_3\text{OH}$  (Menten *et al.*, 1986) con las que se han calculado temperaturas de  $\sim 150 \text{ K}$ . El “*ridge* compacto” se localiza en una región situada aproximadamente  $20''$  al sur de BN, centrada cerca de IRC5 (Johnston *et al.*, 1983) y más pequeña que  $40''$ . La velocidad de esta componente compacta también es de  $8 \text{ km s}^{-1}$  y se diferencia de la componente del *ridge* por su posición, cercana a BN, y a su temperatura, y de la del *hot core* (ver más adelante) por su velocidad ( $8 \text{ km s}^{-1}$ ) y anchura ( $3 \text{ km s}^{-1}$ ).

La extensión espacial de la emisión del *ridge* es de menos de  $20''$  para la componente compacta (por ejemplo en HDO), y de aproximadamente  $8'$  para la componente extensa (en la emisión de  $\text{NH}_3$ , CO,  $\text{H}_2\text{CO}$ , etc). La distribución de temperaturas y densidades calculadas para distintas especies y componentes también varía considerablemente. Para la componente extensa se estima un límite inferior para  $n_{\text{H}_2}$  del orden de  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  mientras que para la componente compacta y más densa algunos autores sugieren el valor de  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ . El rango de temperaturas va desde  $20 \text{ K}$  (CS) para el “*ridge* extenso” a más de  $100 \text{ K}$  para el “*ridge* compacto” y la componente a  $8 \text{ km s}^{-1}$  ( $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ).

### • El “plateau”

El *plateau* o “pedestal” es una emisión muy ancha ( $\Delta v = 30 - 100 \text{ km s}^{-1}$ ) cuya extensión espacial es de aproximadamente  $1'$  de diámetro y cuyo máximo está centrado en la Nebulosa KL.

Históricamente el término *plateau* se asigna a la emisión más o menos ancha producida por los flujos de gas de baja y de alta velocidad procedentes de una región cercana a IRC2. Con objeto de evitar confusiones distinguiremos la emisión del *plateau* procedente del *doughnut* o toroide en expansión y del flujo de baja velocidad (a  $18 \text{ km s}^{-1}$ ), de la emisión procedente de los flujos de alta velocidad que será tratado más adelante.

Aunque el *plateau* se aprecia en las primeras observaciones de CO en la dirección de Orión KL (Wilson *et al.*, 1970), las primeras observaciones de esta componente las realizaron Thaddeus *et al.* (1972) al llevar a cabo un *survey* en una transición de la molécula  $\text{H}_2\text{S}$  sobre siete fuentes galácticas y encontrar una línea excepcionalmente ancha en la dirección de Orión A. Observaciones posteriores de SO (Gottlieb & Ball, 1973) y  $\text{SO}_2$  (Snyder *et*

*et al.*, 1975) confirmaron la presencia de este ensanchamiento de las líneas en la dirección de la fuente anteriormente mencionada. Otras evidencias de esta emisión se encuentran en los datos de Wannier *et al.* (1974) en HCN y de Dickinson *et al.* (1976) en SiO. Sin embargo los primeros que discutieron la naturaleza de esta emisión anormalmente ancha fueron Zuckerman & Palmer (1975) para los que el *plateau* es la emisión procedente de una región situada cerca de la Nebulosa KL y el objeto BN, caracterizada por su inusual composición química y compleja cinemática observándose líneas cuya anchura es de orden de  $30 \text{ km s}^{-1}$ . No obstante, es difícil decir si tales líneas se corresponden con la emisión que en la actualidad es conocida como *plateau*, o más bien es una composición de la emisión de éste y la conocida como *hot core* (ver más adelante). Zuckerman *et al.* (1976) y Kwan & Scoville (1976) fueron los primeros en realizar observaciones de esta componente en la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  de CO. Mientras que Zuckerman *et al.* relacionaron esta emisión con un objeto joven, posiblemente en un estado evolutivo anterior a la secuencia principal y en fase de pérdida de masa, los segundos interpretaron que la gran anchura de las líneas tenía su origen en la expansión de una envoltura producida, probablemente, por un evento explosivo.

El flujo de materia de baja velocidad (o *plateau* propiamente dicho) tiene una dispersión máxima de velocidades bastante bien definida ( $\Delta v = 35 \text{ km s}^{-1}$ ) y es fácilmente reconocible en la emisión máser de las moléculas de SiO, OH, en la emisión máser de baja velocidad del H<sub>2</sub>O, así como en la emisión térmica de las transiciones rotacionales de moléculas como SiO, HCN, SO<sub>2</sub> y SO. Este flujo se extiende en dirección noreste↔suroeste, más o menos siguiendo la emisión de la nube ambiente (*ridge*). Las emisiones máser de SiO y de H<sub>2</sub>O aparecen distribuidas en dos máximos sugiriendo un flujo simétricamente esférico en el que la emisión máser más intensa se localiza en las caras anterior y posterior de una envoltura o “concha” (*shell*) en expansión (Genzel & Downes, 1983). El gas está probablemente en forma de condensaciones, ya que se observan líneas de transiciones moleculares cuya excitación requiere de elevadas densidades (Stutzki *et al.*, 1988). Existe un importante cambio en el centroide de la velocidad de la línea en alrededor de IRc2 desde un valor de  $5 \text{ km s}^{-1}$  para la emisión procedente de los máseres de H<sub>2</sub>O y de SiO situados a una distancia menor o igual a  $1''$  de IRc2 y la emisión térmica de SiO, hasta  $9 \text{ km s}^{-1}$  para los máseres de OH y de H<sub>2</sub>O de baja velocidad situados a una distancia superior a  $5''$  de IRc2. El gas de esta última región tiene una abundancia muy elevada de moléculas sulfuradas y oxigenadas (SO, SO<sub>2</sub>). Todas estas evidencias observacionales fueron las que llevaron a un modelo de la región según el cual el viento procedente de una estrella (IRc2) se sumerge en una condensación molecular densa o *ridge* situado a una distancia de  $R = 10^{17} \text{ cm}$ . En la interfase, y debido a las ondas de choque, se producen los máseres de H<sub>2</sub>O de baja velocidad. Ésta es una región “delgada” pero muy densa en la que se observan especies moleculares que requieren una “química de choques” para su formación (Hartquist *et al.*, 1980), y se conoce como el “*doughnut* o toroide en expansión”. Fueron las observaciones interferométricas de Plambeck *et al.* (1982) en las molécula de SO las sugirieron una geometría de este estilo (ver figura 2.5). El *doughnut* se extiende en la dirección noreste↔suroeste sobre una región de  $11'' \times 19''$  y se encuentra centrado en el interior de IRc2, inclinado con respecto a la línea de mira y perpendicular al eje definido por

la emisión del hidrógeno molecular vibracionalmente excitado (flujo de alta velocidad, ver más adelante). La estructura cinemática muestra como la emisión desplazada hacia el azul se encuentra en un *ridge* centrado aproximadamente en IRc2, mientras que la desplazada hacia el rojo se sitúa en dirección noroeste, aproximadamente a  $5''$  de IRc2, formando una condensación con forma de arco.

Por otra parte, observaciones de los movimientos propios de los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  de baja velocidad por medio de VLBI han sido interpretados como si estos objetos estuvieran participando en una expansión esférica con respecto a un centro localizado en las cercanías de IRc2 (Genzel *et al.*, 1981). La velocidad de expansión que se extrae de estas medidas es de  $18 \text{ km s}^{-1}$ , mucho más baja que la velocidad del llamado gas de alta velocidad observado en CO, por lo que se conoce como flujo de materia de baja velocidad.

Así pues el toroide está asociado con las fuentes máser de baja velocidad (es decir, con el flujo a  $18 \text{ km s}^{-1}$ ). Para esta componente del *plateau* el rango de temperaturas rotacionales se encuentra entre 60 K y 150 K. El tamaño estimado de la región varía entre  $10''$  y  $30''$ , el máximo de la anchura de línea no excede de  $30 \text{ km s}^{-1}$  y el valor de la densidad de partículas se encuentra entre  $10^6$  y  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

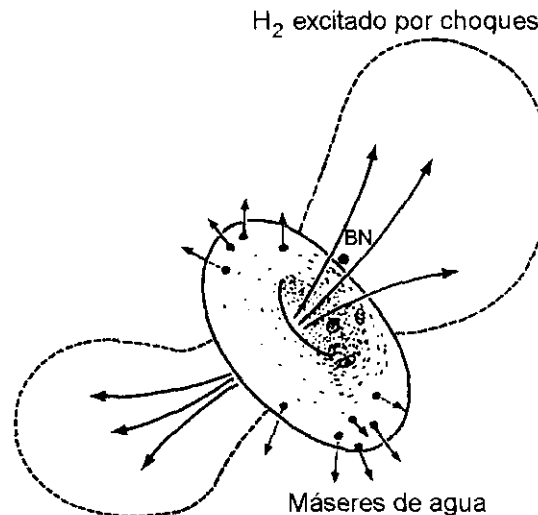


Figura 2.5: Modelo para la región KL (Plambeck *et al.*, 1982). El flujo procedente de una fuente central (posiblemente IRc2) empuja en la dirección de la nube molecular de Orión. La emisión de SO y otras moléculas proviene de un toroide o "doughnut" en expansión de gas que ha sido comprimido y acelerado por el flujo. La emisión máser de  $\text{H}_2\text{O}$  (representada mediante puntos con flechas) se encuentra concentrada cerca de los bordes noreste y suroeste del "doughnut" donde el flujo penetra en las regiones más densas de la nube ambiente. Hacia el noroeste y sureste, la densidad de la nube disminuye más rápidamente, la velocidad del flujo es mayor y la emisión del hidrógeno molecular es más intensa. Las fuentes infrarrojas se sitúan en el "agujero del doughnut" mientras que BN, como puede apreciarse, se encuentra bastante alejado del centro de la estructura.

### La componente de alta velocidad

Sin embargo, la emisión ancha observada en CO no proviene del mismo gas que produce el *plateau* en observaciones realizadas en otras moléculas, sino que un segundo flujo de mayor velocidad terminal ( $\Delta v_{\text{LSR}} \simeq 250 \text{ km s}^{-1}$ ), se extiende principalmente en la dirección noroeste→sureste, perpendicularmente al flujo de material de baja velocidad y al *ridge*. Así pues el término *plateau* se suele atribuir al menos a dos regiones diferentes y observaciones con baja resolución espectral podrían mostrar una mezcla de dos componentes (por ejemplo las observaciones de SiO térmico de Olofsson *et al.*, 1981).

El flujo de alta velocidad ha sido investigado en detalle en las transiciones milimétricas de CO (Erickson *et al.*, 1982; Hasegawa, 1986; Knapp *et al.*, 1981; Kuiper *et al.*, 1981; Kwan & Scoville, 1976; Masson *et al.*, 1987; Olofsson *et al.*, 1982; Snell *et al.*, 1984; Wilson *et al.*, 1986a). Tiene una estructura bipolar débil (Erickson *et al.*, 1982), similar a la encontrada en otras regiones de formación estelar (Bally & Lada, 1983). Como en el caso del flujo de baja velocidad, la molécula de SiO traza el gas de alta velocidad más cercano al centro, que en este caso se encuentra en las cercanías de IRc2 (Wright *et al.*, 1983). El centroide de la emisión de CO de alta velocidad se encuentra a  $10''$  de IRc2, probablemente debido a que las transiciones rotacionales de CO cartografían regiones de densidad relativamente baja ( $n_{\text{H}_2} \geq 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ ) localizadas (en este caso) principalmente al norte de IRc2 y debido a que el gas denso de la Nebulosa KL impide al flujo procedente de IRc2 extenderse en la dirección sur. El flujo de alta velocidad ha sido observado también en la emisión del ion  $\text{HCO}^+$  (Turner & Thaddeus, 1977; Erickson *et al.*, 1980; Kuiper *et al.*, 1981; Rydbeck *et al.*, 1981). La cartografía de la emisión de la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  de  $\text{HCO}^+$  de Olofsson *et al.* (1982), muestra una emisión de carácter bipolar en la que el ala roja domina en la región este de KL, mientras que el ala azul lo hace en el norte. Además de la emisión de alta velocidad de  $\text{HCO}^+(J = 1 \rightarrow 0)$ , Olofsson *et al.* detectaron, en esta misma transición, una componente de moderada anchura ( $\Delta \sim 40 \text{ km s}^{-1}$ ) que se extiende  $2'$  en dirección norte y que tentativamente asignan a la emisión post-choque del gas que ha sido procesado por las ondas de choque producidas por el flujo de alta velocidad. Vogel *et al.* (1984) encuentran que la intensidad de la línea a  $3 \text{ mm } J = 1 \rightarrow 0$  de  $\text{HCO}^+$  en el flujo de alta velocidad es al menos un orden de magnitud más elevada que en el flujo de baja velocidad. Este hecho puede ser una consecuencia de los bajos valores de la densidad y de la densidad columnar en el flujo de alta velocidad o de la mayor tasa de formación de este ion en los frentes de choque producidos por este flujo (ver más adelante).

El hecho de que el flujo de baja velocidad se encuentre prácticamente en la dirección del *ridge* denso, mientras que el gas de alta velocidad discorra perpendicularmente al primero, ha sugerido un modelo según el cual un único flujo de material de alta velocidad es canalizado por la nube ambiente (Cantó *et al.*, 1981; Königl, 1982). No obstante los dos flujos no parecen tener el mismo origen sino que están separados unos  $2''$  en el interior de IRc2 (Wilson *et al.*, 1986a). Además la densidad del gas de la cavidad creada por los flujos no es lo suficientemente elevada como para canalizar el más energético. Así ambos flujos deben de estar producidos por fuentes diferentes o bien el gas debe de ser canalizado en las inmediaciones de la estrella posiblemente por un disco circunestelar.



### El gas procesado por las ondas de choque de la componente de alta velocidad

El gas de alta velocidad penetra en la nube ambiente a unos  $30''$  de su origen dinámico, creando emisión máser de  $\text{H}_2\text{O}$  de alta velocidad y una región de gas molecular procesado por ondas de choque que se enfría emitiendo en el infrarrojo y en líneas submilimétricas. Esta región ha sido estudiada en detalle en las líneas del infrarrojo cercano del hidrógeno molecular (Shull & Beckwith, 1982) cuya emisión en la dirección del flujo tiene una anchura máxima de  $50 \text{ km s}^{-1}$  y en el infrarrojo lejano en las transiciones rotacionales de CO y OH (Watson *et al.*, 1985) observando líneas de anchura  $\Delta v \sim 20 - 30 \text{ km s}^{-1}$  en la dirección del objeto BN.

El hidrógeno molecular se encuentra termalizado con temperaturas de excitación que van desde  $10^3 \text{ K}$  para las transiciones rotacionales (Beck *et al.*, 1982; Beckwith *et al.*, 1983) hasta  $3 \times 10^3 \text{ K}$  para los estados rotacionales en los niveles vibracionales con  $v \geq 2$  (Beckwith *et al.*, 1983; Brand *et al.*, 1988). La emisión a  $2 \mu\text{m}$  del hidrógeno vibracionalmente excitado se encuentra distribuida principalmente en una serie de condensaciones situadas al noroeste y sureste de BN. Las líneas presentan perfiles muy anchos con mayor emisión desplazada hacia el azul que hacia el rojo, especialmente en la región más brillante (pico 1, ver figura 2.6). Nadeau *et al.* (1982) y Scoville *et al.* (1982) interpretan el predominio del ala azul frente a la roja como el resultado de la extinción diferencial producida por la expansión de la propia fuente, ya que la emisión del gas más “rojo” en el lado de “atrás” de la fuente es absorbida por la propia fuente más que la emisión del gas “azul” que se encuentra delante, más cercano al observador. Por otro lado, Geballe *et al.* (1986) y a través de un estudio de los perfiles de las líneas del  $\text{H}_2$  a  $2$  y  $4 \mu\text{m}$ , llegaron a la conclusión de que la asimetría observada en las cercanías del pico 1 (Pk 1) es intrínseca a la cinemática de la fuente ya que el flujo de gas está dirigido hacia el noroeste de BN–IRc2 en la dirección del observador prevaleciendo de esta manera la emisión del gas azul excitado por el frente de choque. Esta interpretación se ve corroborada por los perfiles de las líneas de las transiciones rotacionales de la molécula de CO (Crawford *et al.*, 1986; Boreiko *et al.*, 1989).

Para finalizar, en adición a los flujos de baja y alta velocidad cuya extensión espacial es  $\leq 60''$ , Hasegawa (1985) y White (1989) han observado en la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  de CO la presencia de “corrientes” o *streamers* muy alargadas ( $\geq 3'$ ) que parecen surgir de la región BN–IRc2 y que relacionan con el fenómeno *outflow* y los objetos Herbig–Haro en Orión A.

- El “hot core”.

La componente del *hot core* fue por primera vez identificada en los espectros de inversión del amoníaco por Barret *et al.* en 1977, aunque su presencia había sido sospechada previamente por Turner *et al.* (1975) mediante observaciones de HDO y por Clark *et al.* (1976) a partir de  $\text{HC}_3\text{N}$ . Esta componente tiene una extensión espacial de aproximadamente  $10''$  de diámetro y se sitúa a unos  $2''$  al sureste de IRc2. La emisión del *hot core* se distingue de las del *spike* y *plateau* por su velocidad radial ( $v_{\text{LSR}} \sim 6 \text{ km s}^{-1}$ ), mucho menor que la de aquellas, y por la anchura de sus líneas ( $\Delta v \sim 15 \text{ km s}^{-1}$ ), y además proviene de una región mucho más caliente y densa que las otras dos componentes. Wilson *et al.* (1979) y Morris *et al.* (1980) calcularon una temperatura cinética  $\gtrsim 220 \text{ K}$  a partir la emisión no

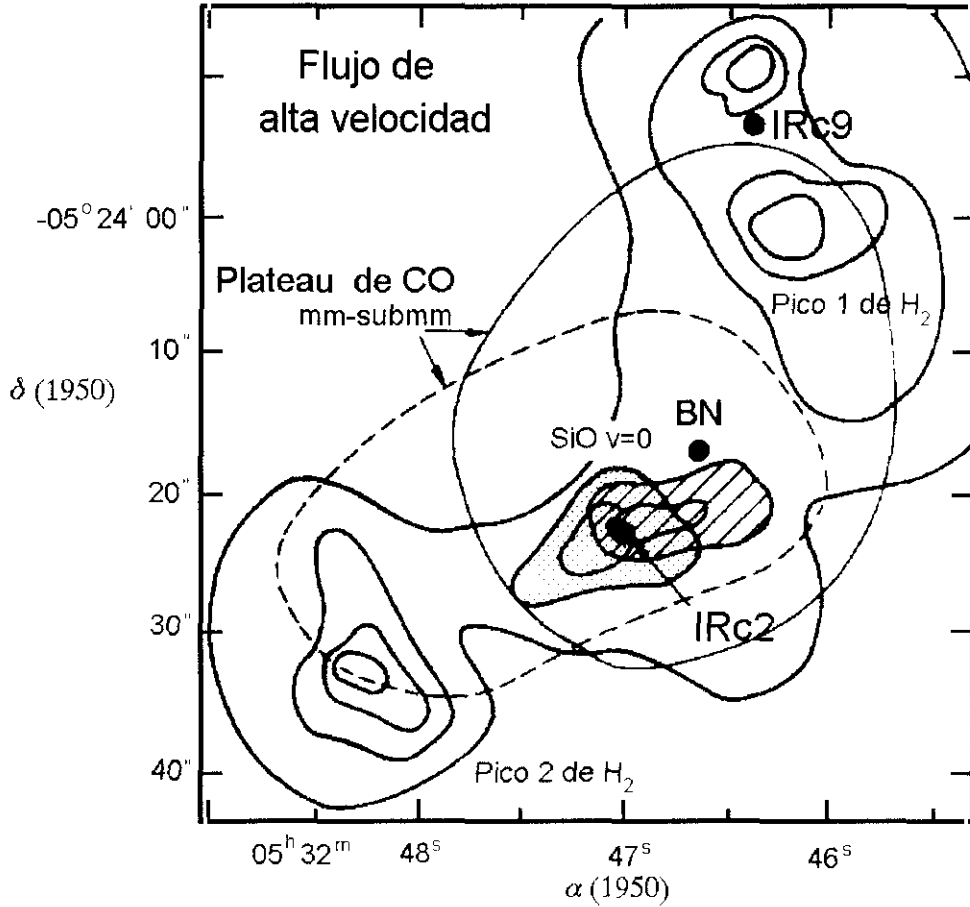


Figura 2.6: El flujo de alta velocidad y el gas procesado por ondas de choque. En las cercanías de IRc2 se representa la emisión de la transición  $v = 0 \ J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de SiO. La región sombreada corresponde al ala roja de la emisión mientras que la zona punteada es la región de emisión del ala azul. Los contornos continuo y discontinuo representan la emisión del ala roja y azul, respectivamente, del flujo de alta velocidad extenso ("plateau") en la molécula de CO. Los contornos más gruesos representan la emisión a  $2\mu\text{m}$  de la transición  $v = 1 \rightarrow 0 \ S(1)$  del  $\text{H}_2$  (Beckwith et al., 1978).

meta-estable del  $\text{NH}_3$ , e introdujeron el término de *hot core* debido a las altas temperaturas cinéticas y al pequeño tamaño de esta condensación. La densidad de columna de hidrógeno es de al menos  $10^{24} \text{ cm}^{-2}$ , como se desprende de las observaciones en milimétricas y en el infrarrojo lejano del  $^{13}\text{CO}$  y por observaciones en milimétricas y submilimétricas del continuo del polvo (Genzel *et al.*, 1988; Keene *et al.*, 1982; Masson *et al.*, 1984). No obstante, la temperatura cinética y la densidad de la región es muy dependiente del nivel de excitación de las líneas aumentando ambos parámetros con el número cuántico rotacional y vibracional de la transición y así se puede encontrar un rango de temperaturas para el *hot core* de  $T_K = 100 - 300 \text{ K}$  y de densidades  $n_{\text{H}_2} = 10^5 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . La masa total del gas es de  $10 M_\odot$  o mayor. Como resultado de los grandes valores de la densidad columnar, la emisión del polvo del *hot core* ha sido detectada incluso a 3 mm (Masson *et al.*, 1985; Wright & Vogel, 1985), y es ópticamente espeso en la radiación del polvo a longitudes de onda del infrarrojo medio y lejano. El valor elevado de la opacidad es, en esta región, también una característica de las emisiones moleculares a longitudes de onda milimétricas, submilimétricas y del infrarrojo lejano.

Observaciones de  $\text{NH}_3$  con el VLA (Genzel *et al.*, 1982; Pauls *et al.*, 1983; Hermsen *et al.*, 1988a) muestran como el *hot core* parece consistir en un conjunto turbulento de condensaciones con tamaños del orden de  $1''$  ( $7.2 \times 10^{15} \text{ pc}$ ) o más pequeñas no asociadas con los picos de emisión IR. El centroide de la velocidad de estas condensaciones es idéntico al centroide de la velocidad de los máseres de SiO en IRC2, que puede considerarse un indicador fidedigno de la velocidad estelar. Así IRC2 y el *hot core* están probablemente relacionados físicamente. El *hot core* parece extenderse alrededor y enfrente de IRC2, lo que determina el aspecto de la Nebulosa KL en el infrarrojo cercano y lejano (Wynn-Williams *et al.*, 1984). El *hot core* puede ser el remanente de la nube materna a partir de la cual se formó IRC2 y que ahora interacciona con su viento estelar y radiación.

El *hot core* es extraordinariamente rico en moléculas nitrogenadas y contiene especies complejas tales como  $\text{HNCO}$ ,  $\text{CH}_2\text{CHN}$ , y  $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CN}$  (Hjalmarson, 1985). También, su química está caracterizada por una abundancia anormalmente alta de moléculas saturadas de hidrógeno, como son  $\text{NH}_3$  o  $\text{H}_2\text{O}$  (observada también en su forma isotópica  $\text{HDO}$ ). Una interpretación plausible es que, al igual que en los cometas, la fase gaseosa está enriquecida por especies hidrogenadas por la evaporación de los granos de polvo que han sido calentados por la radiación de IRC2 (Sweitzer, 1978; Tielens & Hollenbach, 1985; Blake *et al.*, 1987; Walmsley *et al.*, 1987; Brown *et al.*, 1988). Una cuestión interesante es que para numerosas moléculas la razón de abundancias relativas entre la especie deuterada y la hidrogenada es al menos dos órdenes de magnitud más grande que la razón D/H en el medio interestelar (ver por ejemplo, Plambeck & Wright, 1987; Walmsley *et al.*, 1987). Una elevada abundancia de especies deuteradas se interpreta normalmente como una clara evidencia de la fragmentación en el gas frío y no puede ser fácilmente comprensible en el entorno de altas temperaturas del *hot core*. Walmsley *et al.* (1987), Brown *et al.* (1988), y Plambeck & Wright (1987) proponen que el *hot core* ha sido calentado recientemente ( $t \leq 10^4$  años), y por tanto la química todavía refleja la composición original de granos.

Finalmente, otra cuestión de interés es la relación entre el *hot core* y el *ridge* compacto. Según Pauls *et al.* (1983), Plambeck & Wright (1987), y Wynn-Williams *et al.* (1984), las

dos regiones están claramente relacionadas morfológica y cinemáticamente. Mauersberger *et al.* (1988) encontró una elevada abundancia en las especies deuteradas en el *ridge* compacto similar a la encontrada en el *hot core*. Es pues posible que ambas componentes representen dos partes de la misma región, pero con valores más elevados de la densidad de columna, densidad volúmica y temperaturas en el *hot core* (Plambeck & Wright, 1988).

## Capítulo 3

# La estructura a pequeña y gran escala de OMC 1 en HC<sub>3</sub>N

### 3.1 Observaciones

Las observaciones se realizaron con el telescopio de 30 m de diámetro de I.R.A.M. situado en Pico de Veleta (Granada). Las transiciones rotacionales  $J = 12 \rightarrow 11$ ,  $J = 16 \rightarrow 15$  y  $J = 24 \rightarrow 23$  de HC<sub>3</sub>N a 109.173, 145.560 y 218.324 GHz respectivamente fueron observadas con receptores SIS sintonizados en banda lateral única con una atenuación de la banda imagen de  $\sim 8$  dB. Las temperaturas de ruido de los receptores a las frecuencias en reposo fueron 200 K, 250 K y 400 K para el 3, 2 y el 1.3 mm respectivamente. El tamaño del haz a media potencia fue de  $22''$  para la transición  $J = 12 \rightarrow 11$ ,  $17''$  para la  $J = 16 \rightarrow 15$  y  $12''$  para la  $J = 24 \rightarrow 23$ . Los espectrómetros utilizados en estas observaciones fueron un banco de filtros de  $256 \times 100$  kHz para las líneas  $J = 12 \rightarrow 11$  y  $J = 16 \rightarrow 15$ , y un banco de filtros de  $512 \times 1$  MHz y un autocorrelador de 1024 canales, cada uno con una anchura de 80 MHz para la transición  $J = 24 \rightarrow 23$ . El procedimiento de observación fue conmutación en posición, utilizando como posición de referencia un punto fijo situado a  $900''$  en ascensión recta, tomándose un espectro en dicha posición por cada cinco observaciones sobre la fuente. Los tiempos de integración fueron 20 s sobre la nube y 45 s sobre la referencia. La puntería fue comprobada frecuentemente sobre fuentes cercanas de continuo siendo los errores menores que  $4''$ . La calibración se realizó por el procedimiento estandar del método del *chopper wheel*.

### 3.2 Presentación de resultados

El mapa más extenso se realizó en la transición  $J = 12 \rightarrow 11$ , y cubre por completo la región de emisión del radiocontinuo de M42. La figura 3.1 muestra el mapa de intensidad integrada de esta línea, los puntos representan las posiciones en las que se tomaron los datos. Los *offsets* son relativos a la posición de IRc2. El muestreo de los datos varía de *full sampling* ( $12''$ ) (“muestreo completo”; cada medio haz) en la región interior (datos correspondientes a Martín–Pintado *et al.*, 1990) a  $24''$  en las partes externas. La desviación cuadrática media del ruido ( $\sigma$ ) es de 0.20 K.

La cartografía de las transiciones  $J = 16 \rightarrow 15$  y  $J = 24 \rightarrow 23$  con un muestreo de  $12''$  se

restringe a una región más pequeña alrededor de IRc2. Las figuras 3.2a y 3.2b, muestran los mapas de intensidad integrada a toda la línea para las transiciones  $J = 16 \rightarrow 15$  y  $J = 24 \rightarrow 23$  respectivamente. El ruido ( $\sigma$ ) en estos mapas es de 0.60 K para el primero y de 0.45 K para el segundo.

Los mapas de las figuras 3.1, 3.2a y 3.2b muestran una emisión extremadamente intensa en la dirección de IRc2 debido a la contribución de la componente ancha correspondiente al *hot core* ( $v_{\text{LSR}} \sim 6 \text{ km s}^{-1}$ ) que es muy prominente en esta dirección como se muestra en la figura 3.3. En esta figura, también se muestran los espectros obtenidos en la dirección de IRc2 para la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  de los isótopos  $\text{HCC}^{13}\text{CN}$  y  $\text{HC}^{13}\text{CCN}$ . En la tabla 3.1 se presentan los parámetros obtenidos mediante ajustes de gaussianas, de las transiciones observadas para la molécula de  $\text{HC}_3\text{N}$  y los dos isótopos anteriormente mencionados en la dirección del *hot core*. La intensidad, la velocidad radial y la anchura de estas líneas son diferentes, y debido a que son excitadas en regiones de alta densidad, es muy probable que la línea de  $\text{HCC}^{13}\text{CN}$  esté contaminada por otra línea sin identificar. Así pues, para posteriores discusiones sólo consideraremos los datos provenientes del isótopo  $\text{HC}^{13}\text{CCN}$ .

Offsets (Arcsec.)	Molécula y transición	$T_{mb}^1$ (K)	$v_{\text{LSR}}^2$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v^3$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	Area ( $\text{K km s}^{-1}$ )
(0,0)	$\text{HC}_3\text{N}(J=12 \rightarrow 11)$	8.73 (1.60)	5.72 (0.19)	17.4 (0.43)	161 (3.41)
	$\text{HC}_3\text{N}(J=16 \rightarrow 15)$	15.8 (1.37)	4.63 (0.12)	16.4 (0.29)	275 (4.05)
	$\text{HC}_3\text{N}(J=24 \rightarrow 23)$	18.5 (1.50)	5.23 (0.08)	17.8 (0.21)	349 (3.26)
	$\text{HC}^{13}\text{CCN}(J=12 \rightarrow 11)$	0.46 (0.15)	3.70 (1.68)	18.3 (3.71)	9.02 (1.64)
	$\text{HCC}^{13}\text{CN}(J=12 \rightarrow 11)$	0.93 (0.09)	7.06 (0.42)	12.4 (1.21)	12.2 (0.80)

<sup>1</sup>Temperatura de haz principal.

<sup>2</sup>Velocidad relativa al sistema LSR.

<sup>3</sup>Anchura a mitad de la intensidad máxima.

Tabla 3.1: Parámetros observacionales de la molécula de  $\text{HC}_3\text{N}$  para el “hot core”.

En la figura 3.4 se presenta un mapa realizado con muestreo completo ( $6''$ ) en la transición  $J = 24 \rightarrow 23$  en una región de  $100'' \times 100''$  alrededor de IRc2. Para mostrar mejor la distribución espacial de la emisión del *ridge* sin la contaminación proveniente del *hot core*, hemos separado ambas componentes quitando el *hot core* por medio de un ajuste de una línea de base polinómica de alto grado. Esto puede ser realizado sin ningún tipo de incertidumbre ya que tanto la anchura de ambas componentes como sus velocidades radiales son diferentes. Los contornos de trazo continuo de la figura 3.4 muestran la distribución espacial del “*ridge molecular*” mientras que los trazos sombreados muestran la del *hot core*. El mapa de este último ha sido obtenido substrayendo la emisión de la componente del *ridge* mediante ajuste de líneas gaussianas a esta componente estrecha.

### 3.3 Descripción de los resultados

Los datos de alta resolución angular del gas denso en la región de Orión A que se presentan en las figuras 3.1, 3.2a, 3.2b, 3.3 y 3.4, muestran todas las componentes previamente descritas en el capítulo 2 (el *hot core*, la emisión del *ridge* y la emisión a  $10 \text{ km s}^{-1}$ ), así como nuevas estructuras densas (filamentos moleculares o “*fingers*” y otras condensaciones con compleja morfología y cinemática) alrededor de IRc2. En las siguientes secciones se realiza una descripción de los resultados para estas componentes, distinguiendo las estructuras encontradas en las cercanías de IRc2 y las estructuras que aparecen sobre la región a mayor escala.

#### 3.3.1 La pequeña escala

##### El “hot core”

El mapa de mayor resolución angular ( $12''$ ) se realizó en la transición rotacional  $J = 24 \rightarrow 23$  del  $\text{HC}_3\text{N}$  (figura 3.4). Este mapa muestra como la emisión del *hot core* está casi resuelta por nuestro haz (tamaño deconvolucionado  $\sim 12''$ ) y tiene su máximo de intensidad a  $5''$  de la posición de IRc2. La posición y extensión angular coinciden con los datos interferométricos de Masson & Mundy (1988) en la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  de  $\text{HC}_3\text{N}$  con  $4''$  de resolución angular. Los perfiles de la línea  $J = 24 \rightarrow 23$  en la dirección del *hot core* se desvían de la forma gaussiana exhibiendo intensas “alas” de emisión de alta velocidad tanto en la zona roja como en la azul de la línea (ver figura 3.3). Esta emisión puede provenir del gas de alta velocidad producido por el flujo molecular de alta velocidad (la componente del *plateau*). Sin embargo, los mapas de la alta velocidad de las alas en la emisión del  $\text{HC}_3\text{N}$  no muestran una distribución bipolar semejante a la encontrada en otras moléculas que presentan una fuerte emisión de la componente del *doughnut* (Wright *et al.*, 1983; Wilson *et al.*, 1986b), por tanto nuestros datos apoyan la idea de Masson & Mundy (1988) que la emisión de alta velocidad en las alas de las líneas de  $\text{HC}_3\text{N}$  están asociadas con el *hot core*, y deben de estar producidas por material del *hot core* barrido por el viento de alta velocidad de IRc2.

##### La nube ambiente en las cercanías de IRc2: el gas denso y caliente

Los mapas de alta resolución de la transición  $J = 24 \rightarrow 23$  proporcionan la mejor imagen del gas ambiente alrededor de IRc2. El mapa de intensidad integrada a toda la línea (figura 3.4) muestra como el material denso y caliente se encuentra en una región limitada a la vecindad ( $< 0.1 \text{ pc}$ ) de IRc2. La emisión muestra una estructura en forma de anillo con ausencia de emisión al este de IRc2. Esta morfología se parece a la “concha de CS” observada por Murata *et al.* (1990). No obstante esta estructura en forma de concha se localiza justo en el borde externo del anillo observado en  $\text{HC}_3\text{N}$  y pertenece a uno de los filamentos (*fingers*) moleculares que se discutirán más adelante. Las emisiones intensas situadas al sur y al noreste de IRc2 corresponden a las componentes conocidas como el *compact ridge* y la “nube a  $10 \text{ km s}^{-1}$ ” respectivamente. En la figura 3.5 se muestra la distribución espacial de la transición  $J = 24 \rightarrow 23$  para intervalos de velocidades de  $0.5 \text{ km s}^{-1}$ . Para velocidades comprendidas entre  $6.5$  y  $8 \text{ km s}^{-1}$  la emisión proviene del sur y del oeste de IRc2 y a medida que va aumentando la velocidad radial, esta emisión se va moviendo en sentido este—oeste. Estos datos muestran que la condensación conocida como

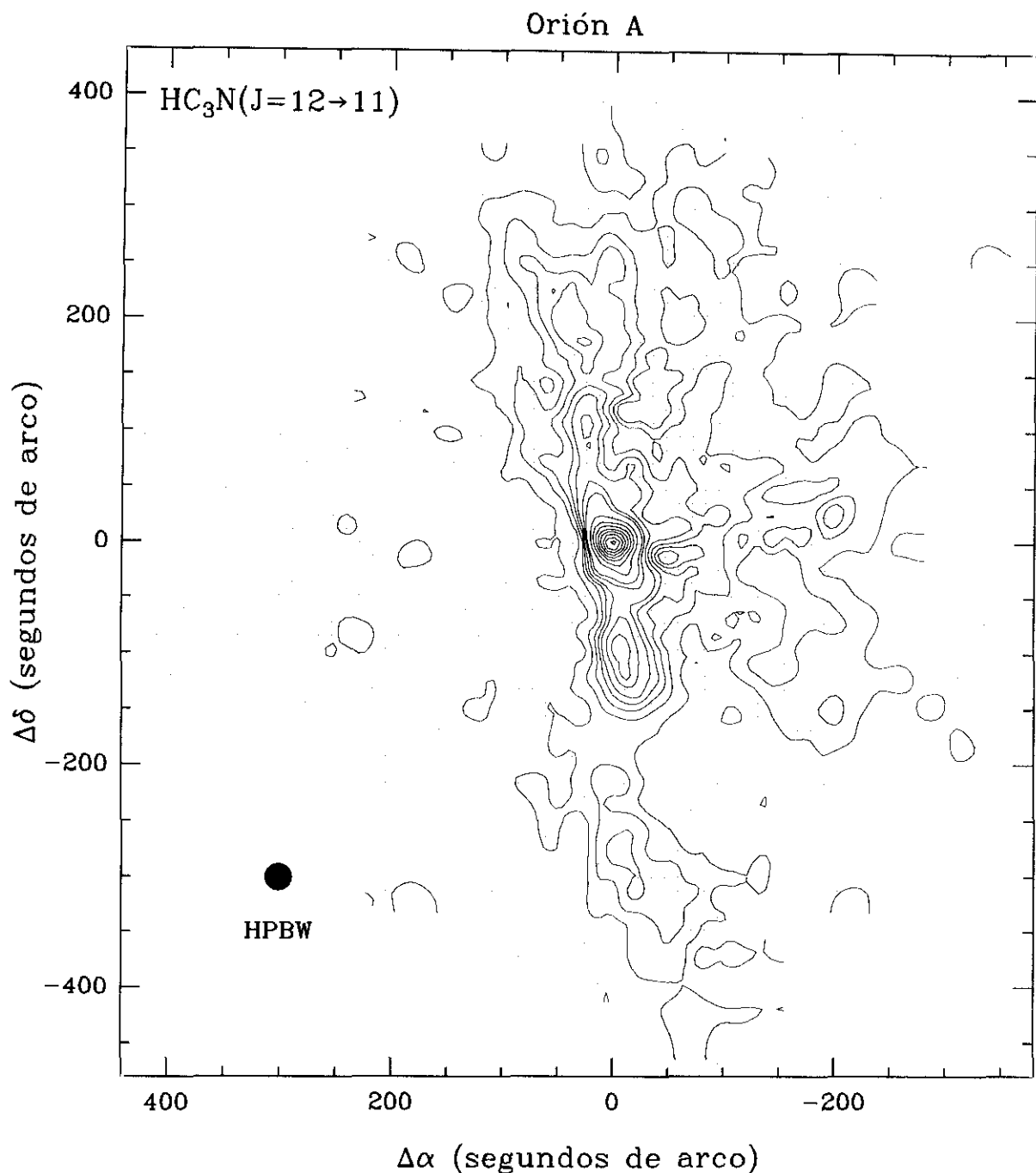


Figura 3.1: Mapa de intensidad integrada de la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  del  $\text{HC}_3\text{N}$  en la dirección de Orión A. Las posiciones en los ejes son relativas a la posición de  $\text{IRc2}$  ( $\alpha(1950)=5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 47.0^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950)=-5^{\circ} 24' 23.6''$ ). Los niveles corresponden a los valores de la intensidad integrada: 1, 4, 7, 10, 13, y de 22.5 a  $127.5 \text{ K km s}^{-1}$ , en intervalos de  $15 \text{ K km s}^{-1}$ . Los puntos muestran las posiciones donde fueron tomados los espectros, y el tamaño del haz del telescopio a media potencia se representa por el círculo situado en la esquina inferior izquierda de la figura.



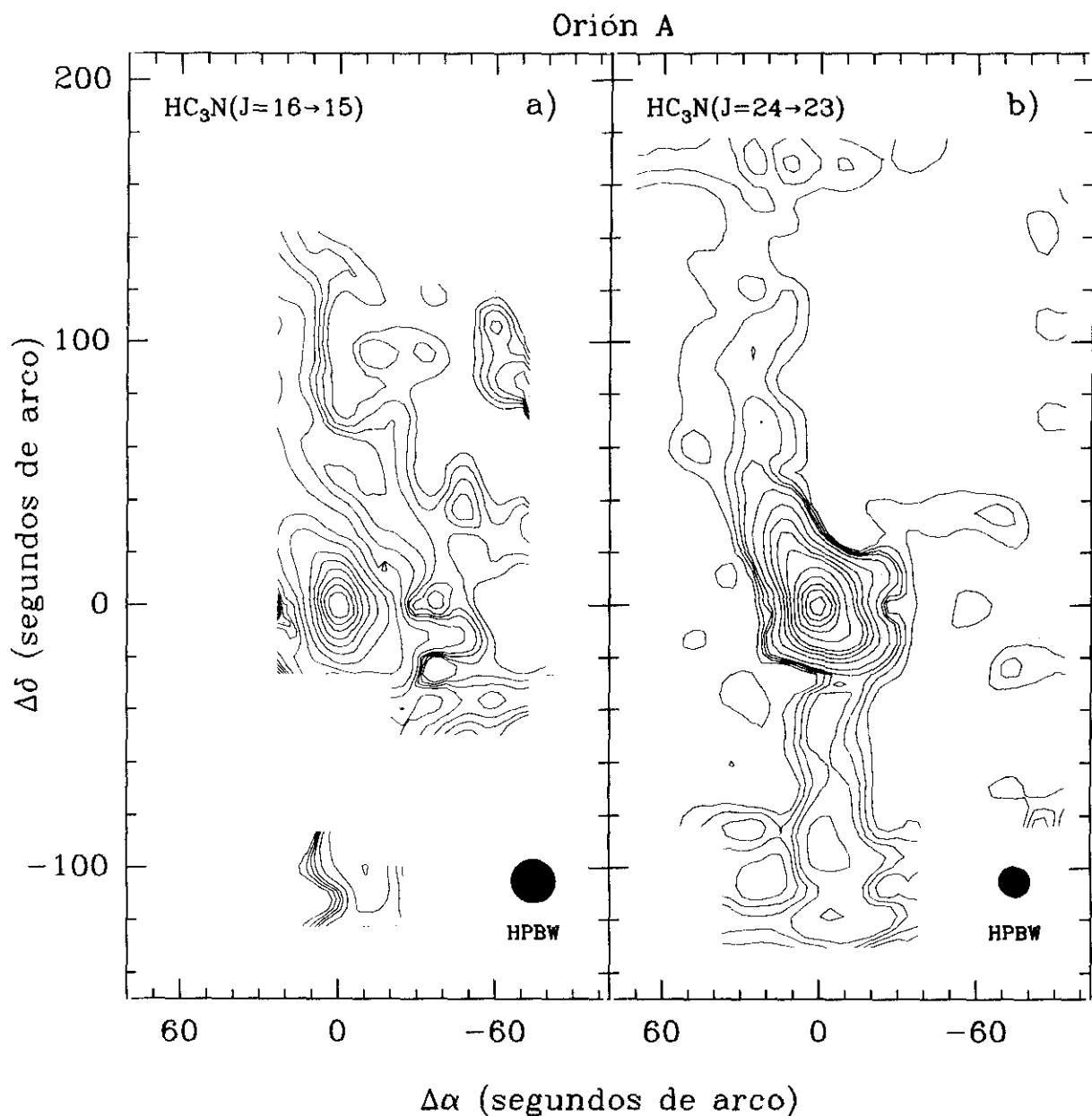


Figura 3.2:

- a) Mapa de intensidad integrada de la transición  $J = 16 \rightarrow 15$  del  $\text{HC}_3\text{N}$  en la dirección de Orión A. Los contornos de los niveles son: 4.5, 6, 7.5, 9, 12, 18 y de 49.5 a 274.5 con un intervalo de  $37.5 \text{ K km s}^{-1}$ .
- b) Mapa de intensidad integrada de la transición  $J = 24 \rightarrow 23$  del  $\text{HC}_3\text{N}$ . Los contornos de los niveles son: 1.2, 2.8, 4.4, 6, 10, 18, 26, 34, 42, 60, 100, 200, 300 y  $400 \text{ K km s}^{-1}$ . Para ambos mapas, y al igual que en la figura 3.1, los "offsets" son relativos a la posición de IRc2. Los puntos muestran las posiciones de medida y el círculo negro el tamaño del a media potencia haz del telescopio.

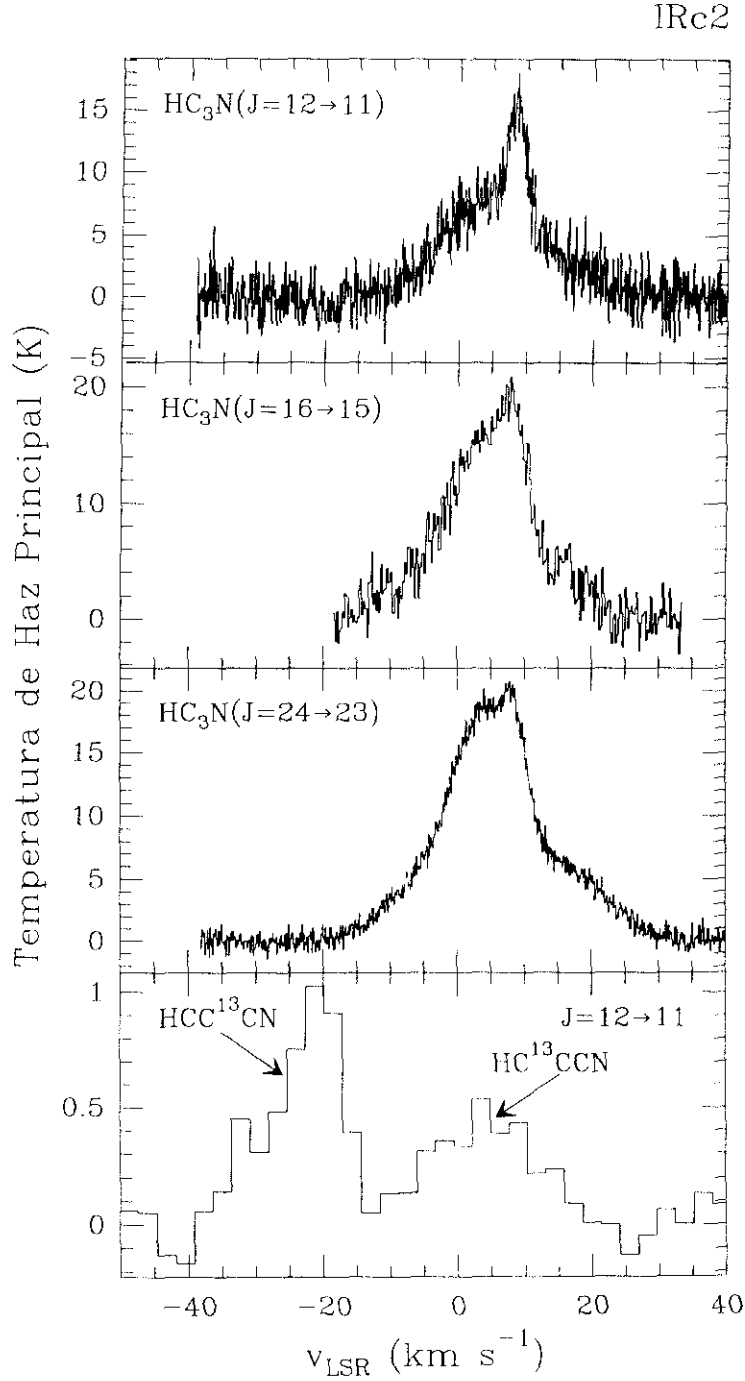


Figura 3.3: Perfiles de las líneas  $J = 12 \rightarrow 11$ ,  $J = 16 \rightarrow 15$  y  $J = 24 \rightarrow 23$  del  $\text{HC}_3\text{N}$  y  $J = 12 \rightarrow 11$  del  $\text{HCC}^{13}\text{CN}$  y  $\text{HC}^{13}\text{CCN}$  tomadas en la dirección de IRc2.

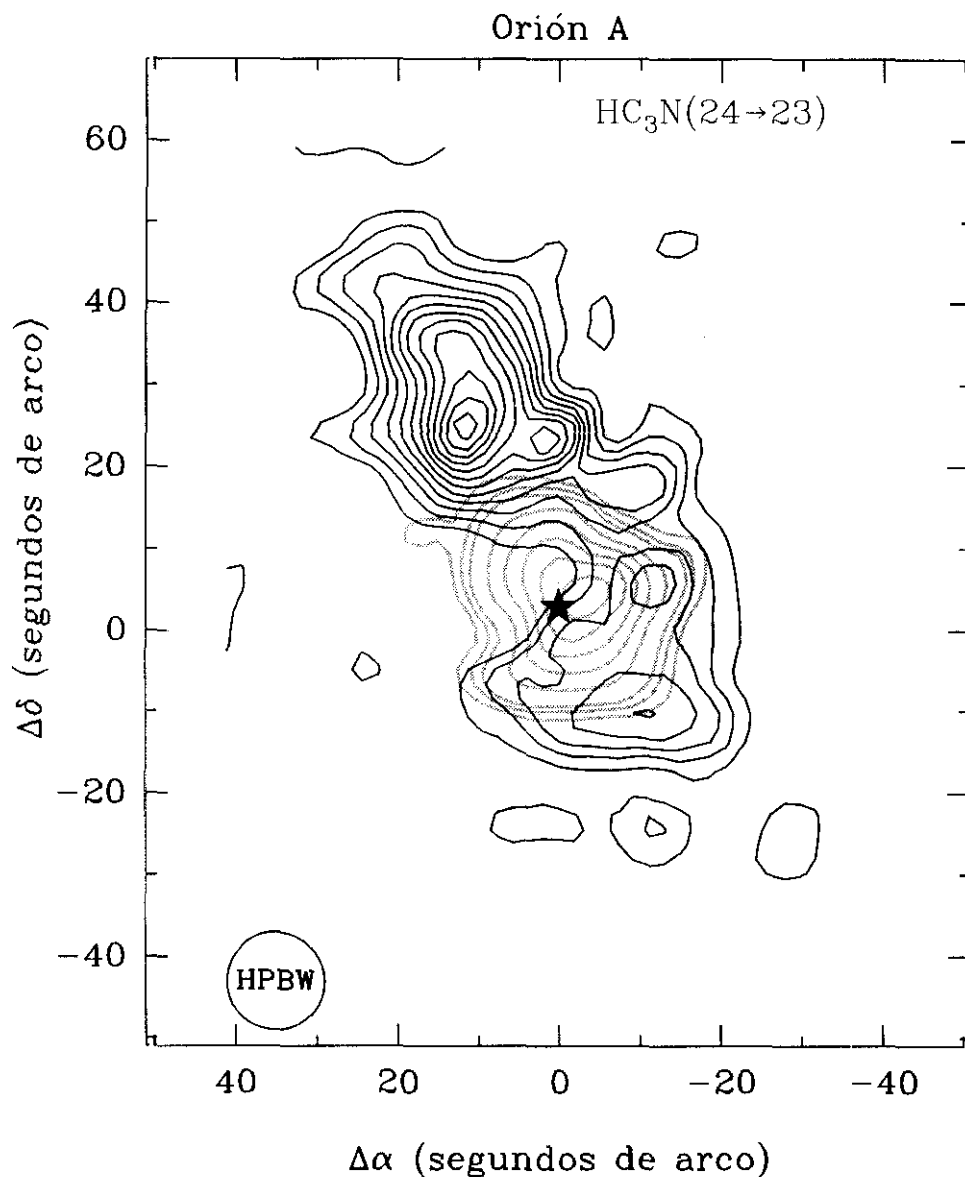


Figura 3.4:

Los contornos continuos muestran la distribución espacial de la intensidad integrada de la transición  $J = 24 \rightarrow 23$  del  $\text{HC}_3\text{N}$  para la componente del “ridge”. El contorno más bajo corresponde al valor de la intensidad integrada de  $10 \text{ K km s}^{-1}$ , siendo los intervalos de  $4 \text{ K km s}^{-1}$ . La componente del gas ambiente ha sido aislada extrayendo la componente ancha del “hot core” mediante el ajuste de una línea de base polinómica de grado elevado.

Los contornos sombreados representan la distribución espacial de la misma línea para la componente del “hot core”. Los niveles de los contornos son: 60, 80, 100 y de 160 a 400, en intervalos de  $60 \text{ K km s}^{-1}$ . Los puntos y “offsets” son como en la figura 3.1.

*compact ridge* es alargada en la dirección este $\rightarrow$ oeste y presenta una estructura cinemática compleja. La nube a  $10 \text{ km s}^{-1}$  domina la emisión para velocidades superiores a  $9.5 \text{ km s}^{-1}$ , tiene forma alargada en dirección suroeste $\leftarrow$ noreste y no presenta estructura cinemática alguna. A velocidades intermedias, entre  $8$  y  $9.5 \text{ km s}^{-1}$ , nuestros datos muestran la emisión al oeste de IRc2 en una pequeña cresta (casi resuelta en ascensión recta) que conecta el *compact ridge* con la nube a  $10 \text{ km s}^{-1}$ . Esta estructura no había sido observada anteriormente y nos referiremos a ella de ahora en adelante como el *compact bridge*.

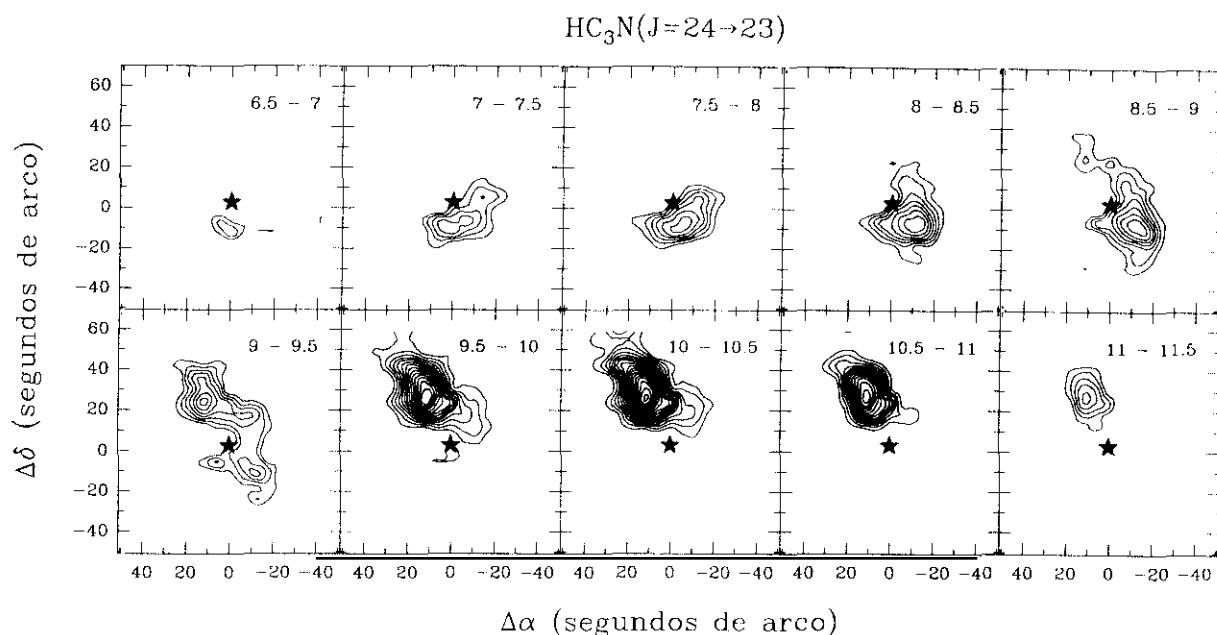


Figura 3.5: Distribución espacial del gas ambiente de alta densidad en la transición rotacional  $J = 24 \rightarrow 23$  del  $\text{HC}_3\text{N}$  para distintos intervalos de velocidades de anchura  $0.5 \text{ km s}^{-1}$ . El contorno de nivel más bajo es 1.4 y los intervalos entre niveles son de  $0.6 \text{ km s}^{-1}$ . La componente ancha del “hot core” ha sido eliminada por el procedimiento explicado en la sección 3.2.

### 3.3.2 La gran escala

#### El gas ambiente: el “ridge molecular”

La emisión más intensa para las tres transiciones de  $\text{HC}_3\text{N}$  (figuras 3.1, 3.2a y 3.2b) corresponde a la larga y estrecha contribución proveniente del “ridge molecular” (ver por ejemplo Liszt & Linke, 1975). Cuando se consideran intervalos estrechos de velocidades, la estructura del *ridge* se rompe en gran cantidad de condensaciones. En la figura 3.6 se muestra la distribución espacial de la intensidad de la línea  $J = 12 \rightarrow 11$  integrada en intervalos de la velocidad radial de  $0.5 \text{ km s}^{-1}$ , desde  $5.5 \text{ km s}^{-1}$  hasta  $12 \text{ km s}^{-1}$ . Para mostrar claramente la distribución del gas ambiente alrededor de IRc2, se ha substraído la emisión intensa de la componente del *hot core* (ver sección 3.3.1). En la tabla 3.2, se presenta un listado de las condensaciones más importantes

encontradas en el *ridge* junto con los parámetros de las líneas observadas para esas posiciones. La nomenclatura seguida para designar a estas condensaciones ha sido la de Batrla *et al.* (1983). En la dirección de S6(1) y S6(2) los perfiles de la línea muestran, además de la emisión estrecha a  $6 \text{ km s}^{-1}$  alas con emisión de alta velocidad (ver figura 3.7, y tabla 3.2).

### Los filamentos moleculares o “fingers” (MFs)

El mapa de intensidad integrada en todo el intervalo de velocidades (figura 3.1), muestra una débil emisión al oeste del *ridge* molecular. Cuando se consideran intervalos estrechos de velocidades, esta emisión extensa se rompe en estructuras muy bien definidas (figura 3.6), algunas de ellas son estrechos y largos filamentos que han sido denominados como *fingers* (“dedos”) debido a su morfología. De ahora en adelante nos referiremos a estos filamentos moleculares o *fingers* como MFs. Hemos distinguido siete filamentos que hemos numerado según el orden creciente de velocidades radiales. En la figura 3.6 se muestra una imagen completa de la forma y tamaño de estas estructuras, mientras que en la figura 3.10 se presenta un esquema de la morfología encontrada en la región. Una muestra de los perfiles de las líneas observadas en las direcciones de los MFs se presentan en la figura 3.7, y los parámetros observacionales de dichas líneas así como sus tamaños y condiciones físicas en las tablas 3.2 y 3.3 respectivamente.

Los MFs presentan estrechas líneas de emisión con anchuras típicas que varían entre  $0.5$  y  $2 \text{ km s}^{-1}$ . MF1 y MF2 se observan en los intervalos de velocidades radiales más bajos,  $6\text{--}7.5 \text{ km s}^{-1}$ , y su longitud es de  $\sim 200''$ . MF3 y MF4 aparecen en velocidades comprendidas entre  $6$  y  $7.5 \text{ km s}^{-1}$  y son los filamentos más largos de nuestro mapa ( $\sim 300''$  es decir,  $0.8 \text{ pc}$ ). Estos filamentos son casi paralelos al *ridge* molecular, y en ellos la relación *longitud/anchura* es del orden de  $10/1$ . MF5 es el filamento que está situado más al oeste de la región cartografiada. Finalmente, MF6 y MF7 son los únicos filamentos que no apuntan hacia la región del Trapecio/KL y aparecen a las velocidades más extremas. MF6 es paralelo a MF3 y aunque está claramente diferenciado por sus velocidades radiales, sí podría ser un remanente del MF3 a velocidades “azules”. A lo largo de los MFs existe un gradiente de velocidad de  $\sim 1\text{--}2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  con la velocidad radial aumentando a medida que nos alejamos de la región del Trapecio/KL, este efecto se puede observar mejor en las figuras 3.8 y 3.9 en las que se representa la velocidad radial frente a la posición a lo largo de los ejes de los MFs.

La distribución espacial de las alas de alta velocidad alrededor de S6 se muestra en la figura 3.10. La emisión correspondiente al gas con velocidades más desplazadas hacia el rojo (trazo grueso), tiene forma alargada y apunta hacia la región del Trapecio. Esta morfología, similar a aquella de los MFs nos ha sugerido el denominar a esta emisión como “filamento (*finger*) de alta velocidad” o “HVF”. Este filamento sigue, aproximadamente, la emisión del *ridge* molecular. Por otra parte la emisión correspondiente al gas con velocidades desplazadas hacia el azul (contornos finos), no tiene una geometría tan definida como el gas con velocidades más rojas, sin embargo se sitúa en una pequeña región localizada entre las estrellas del Trapecio y los filamentos MF1, MF2, MF5 y HVF.

### Las condensaciones “complejas” (CCs)

Además del *ridge* molecular y de los filamentos, hemos detectado varios grupos de pequeñas condensaciones alejadas de IRC2 y que presentan una complicada estructura cinemática. Nos

Ridge molecular		$J = 12 \rightarrow 11$			$J = 16 \rightarrow 15$			$J = 24 \rightarrow 23$		
Nombre	Offset ( $''$ )	$T_{mb}$ (K)	$v_{LSR}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$T_{mb}$ (K)	$v_{LSR}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$T_{mb}$ (K)	$v_{LSR}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
56(1)	(-12,-120)	10.0 (0.23)	6.62 (0.02)	2.40 (0.05)				2.62 (0.64)	6.57 (0.11)	2.85 (0.31)
		0.80 (0.23)	9.62 (0.64)	4.68 (0.92)				<0.83		
56(2)	(-12,-72)	6.62 (0.31)	7.19 (0.04)	2.63 (0.09)				1.58 (0.90)	6.67 (0.23)	3.65 (0.73)
		0.60 (0.31)	11.1 (0.53)	3.78 (1.22)				<0.89		
Ridge compacto	(-12,-24)	15.2 (0.37)	8.55 (0.03)	1.69 (0.05)	14.2 (0.87)	8.56 (0.02)	1.82 (0.08)	4.55 (1.20)	8.85 (0.10)	1.76 (0.28)
Bridge compacto	(-8,0)				3.17 (1.12)	8.33 (0.22)	2.61 (0.45)	8.20 (1.35)	8.32 (0.05)	2.06 (0.13)
	(-12,0)				11.2 (0.73)	8.10 (0.03)	2.59 (0.07)	9.24 (1.28)	8.29 (0.03)	1.89 (0.02)
	(-6,12)				5.43 (0.60)	9.22 (0.06)	2.98 (0.13)	5.56 (1.11)	9.11 (0.08)	3.04 (0.19)
	(-6,18)				2.77 (0.41)	7.88 (0.09)	1.43 (0.20)	<1.10		
					8.11 (0.41)	9.88 (0.04)	2.12 (0.10)	6.32 (1.13)	9.64 (0.06)	3.14 (0.18)
Nube a $10 \text{ km s}^{-1}$	(12,24)	18.1 (1.35)	10.7 (0.02)	1.61 (0.06)	28.4 (1.18)	10.1 (0.01)	1.89 (0.04)	23.1 (1.30)	10.2 (0.01)	1.76 (0.03)
S4	(24.84)	14.3 (1.06)	9.96 (0.01)	1.39 (0.02)	11.6 (0.87)	10.0 (0.02)	1.36 (0.05)	2.94 (0.99)	9.96 (0.09)	0.95 (0.20)
S3(1)	(48,204)	7.14 (0.83)	9.60 (0.01)	1.76 (0.03)						
S3(2)	(0,250)	1.57 (0.28)	8.76 (0.11)	1.27 (0.27)						
		8.12 (0.26)	10.3 (0.02)	0.97 (0.04)						
MF 1	(-48,-36)	3.15 (0.71)	6.96 (0.16)	2.72 (0.34)	5.44 (1.20)	7.34 (0.07)	1.34 (0.31)	2.14 (1.04)	7.72 (0.09)	0.75 (0.15)
	(-60,-36)	3.09 (0.54)	6.55 (0.16)	2.66 (0.37)	2.73 (0.82)	6.07 (0.17)	0.93 (0.38)	<0.85		
		<0.78			3.01 (0.82)	7.36 (0.30)	1.68 (0.85)	<0.85		
	(-84,-36)	2.90 (0.24)	6.25 (0.05)	1.02 (0.10)				<0.92		
		1.03 (0.24)	8.09 (0.18)	1.77 (0.45)				<0.92		
	(-120,-24)	3.74 (0.30)	7.13 (0.02)	1.56 (0.06)						
	(-144,-12)	2.17 (0.12)	6.86 (0.03)	1.24 (0.08)						
MF 2		1.68 (0.12)	9.00 (0.04)	1.05 (0.11)						
	(-24,-24)	6.21 (0.54)	6.62 (0.06)	1.18 (0.15)	6.09 (0.56)	6.47 (0.04)	1.23 (0.13)	<0.95		
		4.95 (0.54)	8.55 (0.08)	1.51 (0.27)	8.14 (0.58)	8.73 (0.04)	1.75 (0.14)	3.24 (0.62)	8.69 (0.09)	1.32 (0.20)
		<0.74			1.51 (0.56)	12.4 (0.29)	2.48 (0.74)	<0.95		
	(-48,-12)	3.09 (0.71)	6.83 (0.15)	1.31 (0.34)	2.82 (0.66)	7.62 (0.19)	3.33 (0.45)	<0.68		
		<0.88			2.23 (0.66)	11.1 (0.13)	0.83 (0.29)	<0.68		
	(-72,0)	2.27 (0.31)	7.63 (0.05)	1.73 (0.09)	<0.79			<0.88		
MF 3	(-108,36)	2.89 (0.18)	7.36 (0.04)	1.01 (0.11)						
		1.65 (0.18)	8.88 (0.07)	1.02 (0.23)						
	(-132,60)	1.78 (0.25)	7.13 (0.07)	0.67 (0.18)						
		1.65 (0.25)	8.23 (0.22)	2.79 (0.29)						
	(-36,36)	5.86 (0.69)	7.78 (0.08)	1.11 (0.25)	3.62 (0.39)	7.79 (0.04)	1.29 (0.12)	<1.26		
	(-60,60)	6.45 (0.57)	7.93 (0.05)	0.99 (0.17)	1.87 (0.46)	8.02 (0.06)	0.88 (0.23)	<1.06		
	(-72,96)	3.95 (0.39)	8.61 (0.03)	1.66 (0.07)	2.78 (0.55)	8.66 (0.08)	1.34 (0.18)	<1.04		
MF 4					1.25 (0.55)	13.7 (0.36)	2.58 (0.97)	<1.04		
	(-72,120)	6.21 (0.84)	8.12 (0.04)	0.85 (0.11)	2.67 (0.21)	8.11 (0.04)	0.89 (0.08)	<0.95		
	(-84,156)	3.33 (0.28)	8.49 (0.03)	1.17 (0.09)				<0.59		
	(-72,204)	2.39 (0.15)	8.96 (0.04)	0.78 (0.09)						
	(-72,252)	1.65 (0.07)	8.91 (0.06)	0.74 (0.15)						
	(-12,48)	4.98 (0.93)	6.65 (0.10)	2.38 (0.24)	3.37 (0.73)	8.90 (0.10)	2.77 (0.19)	<1.06		
	(-12,72)	4.05 (0.51)	8.84 (0.11)	1.88 (0.31)	3.55 (0.48)	8.95 (0.06)	1.56 (0.15)	<1.07		
MF 5	(-12,108)	4.10 (0.59)	8.77 (0.09)	1.57 (0.20)	1.76 (0.31)	9.11 (0.07)	1.93 (0.14)	<0.98		
	(-12,144)	2.95 (0.50)	8.77 (0.14)	1.40 (0.27)	0.60 (0.31)	8.33 (0.47)	3.06 (1.05)	<0.89		
	(0,180)	3.88 (0.27)	9.09 (0.03)	1.69 (0.08)				<0.71		
		0.98 (0.27)	10.8 (0.08)	0.40 (0.22)				<0.71		
	(0,216)	7.20 (0.39)	9.55 (0.01)	0.94 (0.04)						
	(12,276)	0.88 (0.26)	9.86 (0.28)	3.31 (0.89)						
		2.72 (0.26)	10.3 (0.03)	0.59 (0.07)						
MF 6	(12,324)	0.95 (0.18)	9.03 (0.13)	1.19 (0.32)						
		0.57 (0.17)	11.2 (0.26)	1.54 (0.61)						
	(-96,-72)	1.10 (0.12)	8.62 (0.06)	0.66 (0.12)	<0.88					
	(-60,-72)	2.01 (0.33)	7.18 (0.05)	1.47 (0.17)	<0.92					
	(-168,-24)	1.72 (0.20)	7.35 (0.05)	1.12 (0.13)						
		3.12 (0.20)	9.04 (0.03)	1.03 (0.07)						
	(-204,0)	1.01 (0.17)	8.02 (0.08)	0.79 (0.19)						
MF 7		0.77 (0.17)	9.51 (0.12)	0.96 (0.23)						
	(-256,84)	0.99 (0.08)	6.13 (0.08)	0.99 (0.19)						

Tabla 3.2: Parámetros observacionales de la emisión del HC<sub>3</sub>N para las condensaciones de más alta densidad en la nube molecular de Orión A.

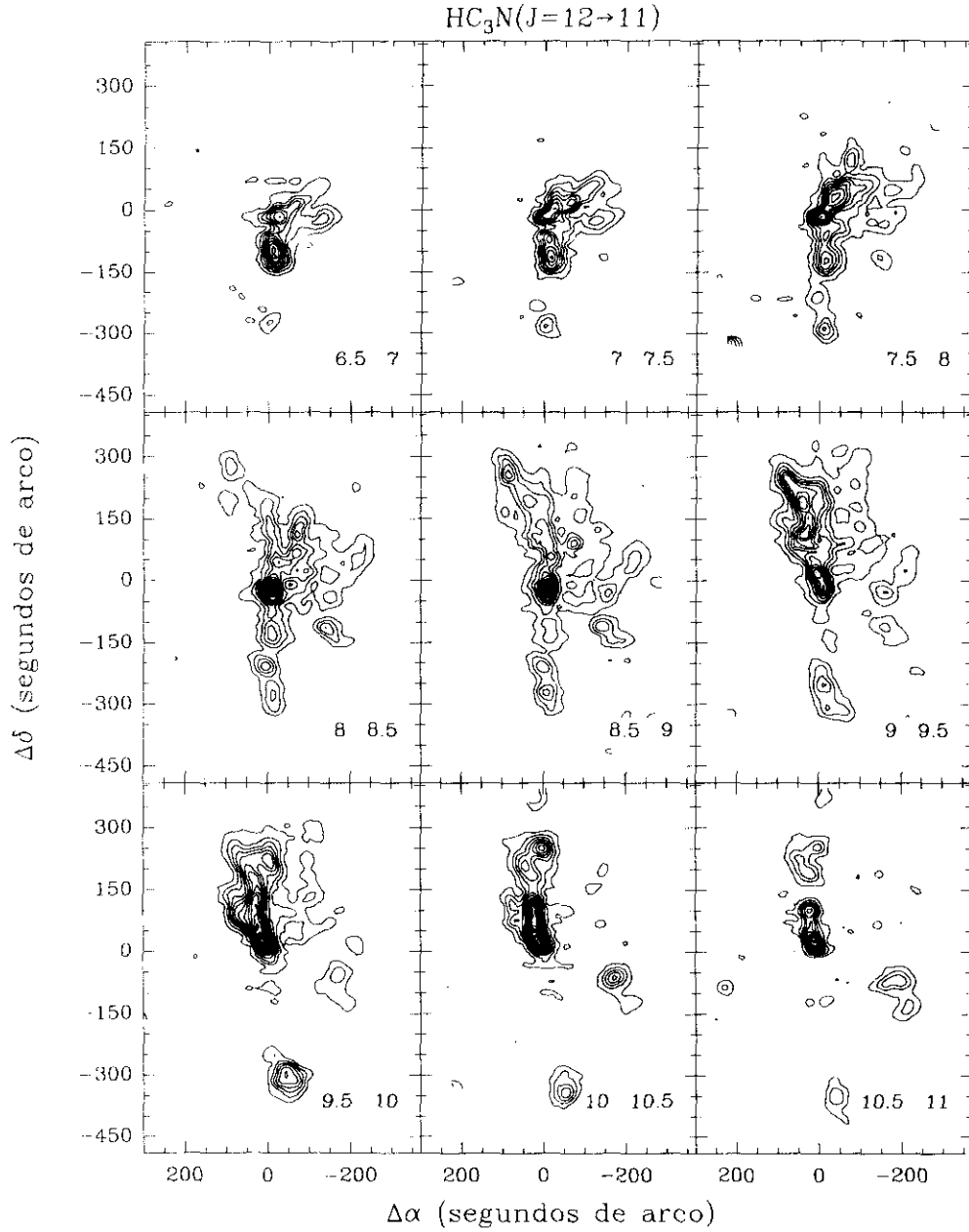


Figura 3.6: Distribución espacial de la emisión en la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  del  $\text{HC}_3\text{N}$  para intervalos de velocidades de  $0.5 \text{ km s}^{-1}$  de anchura. El área mostrada en esta figura es más pequeña que aquella de la figura 3.1 y se restringe a la región en que se detectó emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$ . El contorno del nivel más bajo corresponde a un valor de 0.2 y los intervalos entre niveles son de  $0.3 \text{ K km s}^{-1}$ . Los intervalos de velocidades en  $\text{km s}^{-1}$  correspondientes a cada uno de los mapas aparecen en el recuadro inferior derecho. Los “filamentos moleculares” o “molecular fingers” aparecen en las velocidades radiales comprendidas entre  $6.5$  y  $9 \text{ km s}^{-1}$ .

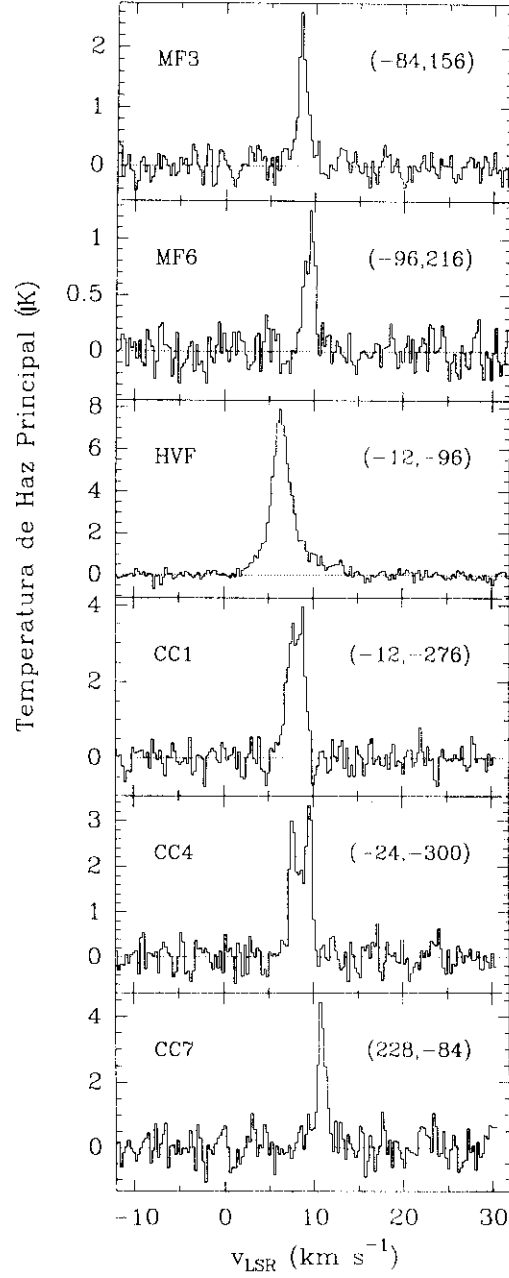


Figura 3.7: Muestra de los perfiles de la emisión del  $\text{HC}_3\text{N}$  en la transición  $J = 12 \rightarrow 11$ . La figura marcada con HVF muestra la emisión de alta velocidad desplazada hacia el rojo y al azul de la región cercana a las estrellas del Trapecio.



Fuente	Offsets ( $''$ )	$T_K$ (K)	$n_{H_2}$ ( $cm^{-3} \times 10^5$ )	$N(HC_3N)$ ( $cm^{-2} \times 10^{13}$ )	tamaño <sup>a</sup> ( $pc \times 10^{-2}$ )	$N(H_2)$ ( $cm^{-2} \times 10^{22}$ )	$x(HC_3N)$ $\times 10^{-9}$	Masa $M_\odot$	$M_{Virial}$ $M_\odot$
Hot Core	(0,0)	110 <sup>b</sup>	50	1000	$2.42 \times 1.69$	31.0	32.3	1	728
S6(1)	(-12,-120)	100 <sup>c</sup>	1.8	10.0	$7.50 \times 12.4$	5.4	1.8	4	77
S6(2)	(-12,-72)	100 <sup>c</sup>	2.1	7.2	$7.50 \times 6.10$	4.4	1.7	2	89
Ridge	(-12, 24)	100	1.9	11.5	$10.2 \times 12.8$	6.7	1.7	8	42
compacto Bridge	(-12,0)	100	8.1	5.5	$1.20 \times 3.40$	5.1	1.1	0.2	14
compacto									
Nube a $10 km s^{-1}$	(12,24)	100 <sup>d</sup>	8.8	15.1	$6.50 \times 18.2$	29.7	0.5	31	42
S4	(24,84)	45 <sup>d</sup>	3.5	8.9	$9.90 \times 13.6$	12.4	0.7	18	24
S3(1)	(48,204)	45 <sup>g</sup>	2.0	7.1	$8.50 \times 14.8$	7.1	1.0 <sup>e</sup>	8	42
S3(2)	(0,250)	45 <sup>g</sup>	1.6	4.5	$9.70 \times 7.90$	4.5	1.0 <sup>e</sup>	4	11
MF1		75 <sup>f</sup>	3.8	2.45	$4.12 \times 29.8$	4.9	0.5	14	
MF2		56 <sup>f</sup>	1.9	4.7	$4.61 \times 48.2$	2.7	1.7	9	
MF3		47 <sup>f</sup>	1.6	3.9	$5.57 \times 72.5$	2.7	1.4	16	
MF4		46 <sup>f</sup>	2.0	3.7	$7.03 \times 77.3$	4.4	0.8	35	
MF5		45 <sup>f</sup>	1.8	3.5	$6.30 \times 60.4$	3.5	1.0 <sup>e</sup>	19	
CC1	(-12,-276)	45 <sup>g</sup>	1.5	4.1	$7.99 \times 10.2$	4.1	1.0 <sup>e</sup>	3	52
CC2	(0,-204)	45 <sup>g</sup>	1.1	2.8	$8.24 \times 7.75$	2.8	1.0 <sup>e</sup>	2	14
CC3	(-132,-108)	45 <sup>g</sup>	1.2	4.2	$9.69 \times 10.9$	4.2	1.0 <sup>e</sup>	4	18
CC4	(-36,-300)	45 <sup>g</sup>	1.0 <sup>h</sup>	2.1	$15.9 \times 16.2$	2.1	0.4	12	9
CC5(N)	(-180,-60)	45 <sup>g</sup>	0.9	2.8	$10.2 \times 7.99$	2.8	1.0 <sup>e</sup>	2	10
CC5(S)	(-216,-120)	45 <sup>g</sup>	0.9	1.1	$10.9 \times 8.24$	1.1	1.0 <sup>e</sup>	2	15
CC6(N)	(-216,-72)	45 <sup>g</sup>	1.0 <sup>h</sup>	1.6	$18.4 \times 9.21$	1.6	0.4	7	17
CC6(S)	(-216,-144)	45 <sup>g</sup>	1.0 <sup>h</sup>	1.4	$10.6 \times 12.8$	1.4	0.4	5	11
CC7	(228, 84)	45 <sup>g</sup>	1.3	2.2	$6.02 \times 4.85$	2.2	1.0 <sup>e</sup>	0.5	7

<sup>a</sup> Tamaño deconvolucionado suponiendo un haz de  $22''$ , excepto para el hot core (datos interferométricos)

<sup>b</sup> De Hermaen et al., 1988b

<sup>c</sup> De Batrla et al., 1983

<sup>d</sup> De Keene et al., 1982

<sup>e</sup> Abundancias supuestas

<sup>f</sup> Temperatura cinética asumida para calcular condiciones físicas en otras columnas

<sup>g</sup> Límite inferior derivado de la emisión de  $HC_3N$

<sup>h</sup> Valor de  $n_{H_2}$  supuesto

Tabla 3.3: Orión A. Parámetros derivados de la emisión del  $HC_3N$ .

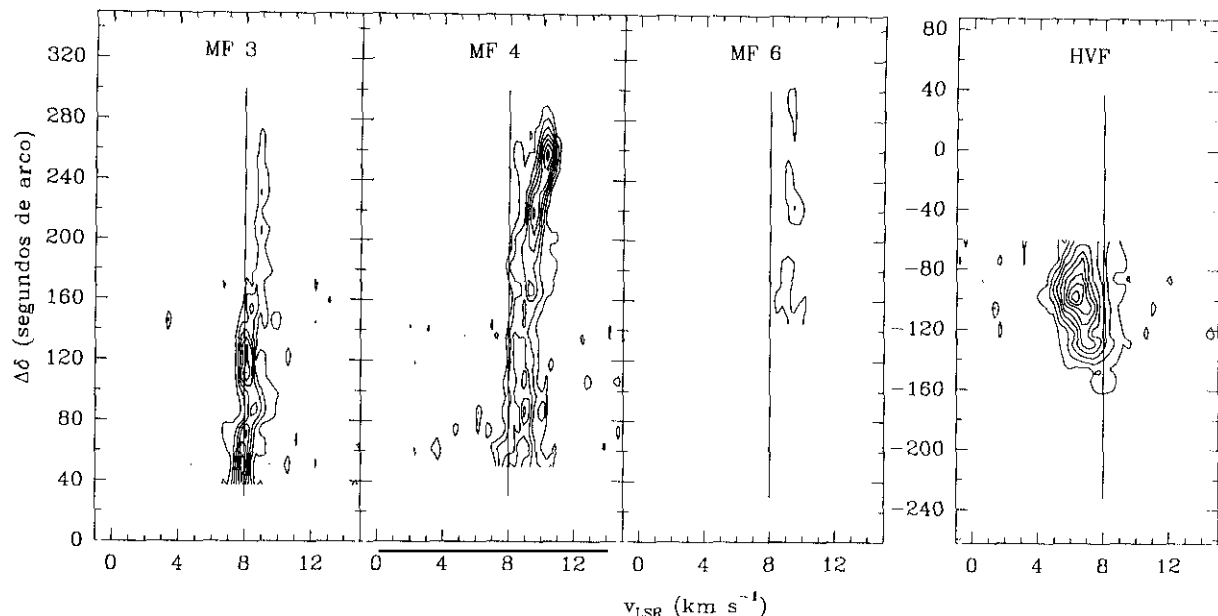


Figura 3.8: Diagrama posición–velocidad a lo largo de los filamentos moleculares o “fingers”.

referiremos a estas condensaciones como “condensaciones complejas” o “CCs”. Algunas de estas condensaciones podrían haber sido consideradas como MFs con un gran gradiente de velocidad, sin embargo hemos utilizado la razón *longitud/diámetro* para diferenciar entre ellos. Quizás, observaciones realizadas con otras moléculas de momento dipolar más pequeño mostrarían a estas condensaciones como pertenecientes a otros filamentos moleculares. La nomenclatura seguida para nombrar a las CCs es similar a aquella utilizada con los MFs, es decir, numeración más alta cuanto mayor sea la velocidad radial a la que aparece la condensación. Hay dos grupos principales de CCs, uno situado al sur del *ridge* molecular, y otro a unos 200'' al oeste de IRC2. Dentro del primer grupo identificamos a CC1, CC2 y CC4, y en el segundo CC3, CC5 y CC6. CC1 aparece en las velocidades radiales comprendidas entre 6.5 y 7.5  $\text{km s}^{-1}$  y está situada al sur de S6. Para este intervalo de velocidades, existe una ausencia de gas denso entre el *ridge* molecular y esta condensación. Este salto en la emisión se “rellena” en velocidades más altas (entre 7.5 y 9.5  $\text{km s}^{-1}$ ) con el gas perteneciente a la condensación CC2. Para velocidades radiales más elevadas, la emisión del  $\text{HC}_3\text{N}$  se desplaza cada vez más hacia el sur, siendo CC4 la condensación con emisión más intensa. El gradiente de velocidades observado en este grupo sur de condensaciones tiene dirección opuesta al que se detecta en el *ridge* molecular, sugiriendo este efecto que tanto el *ridge* como el grupo sur de CCs son objetos perfectamente diferenciados. De hecho este conjunto de condensaciones se sitúa en el borde suroeste de la “barra óptica” que presenta emisión muy intensa en CO,  $^{13}\text{CO}$  y HCN (Schloerb & Loren 1982). En el borde este de la barra se encuentra una condensación (CC7) aislada y no resuelta por nuestro haz. Esta condensación muestra un espectro con un perfil de emisión muy estrecho y con la velocidad radial típica de la emisión de la barra óptica. Sorprendentemente, existe una falta de emisión

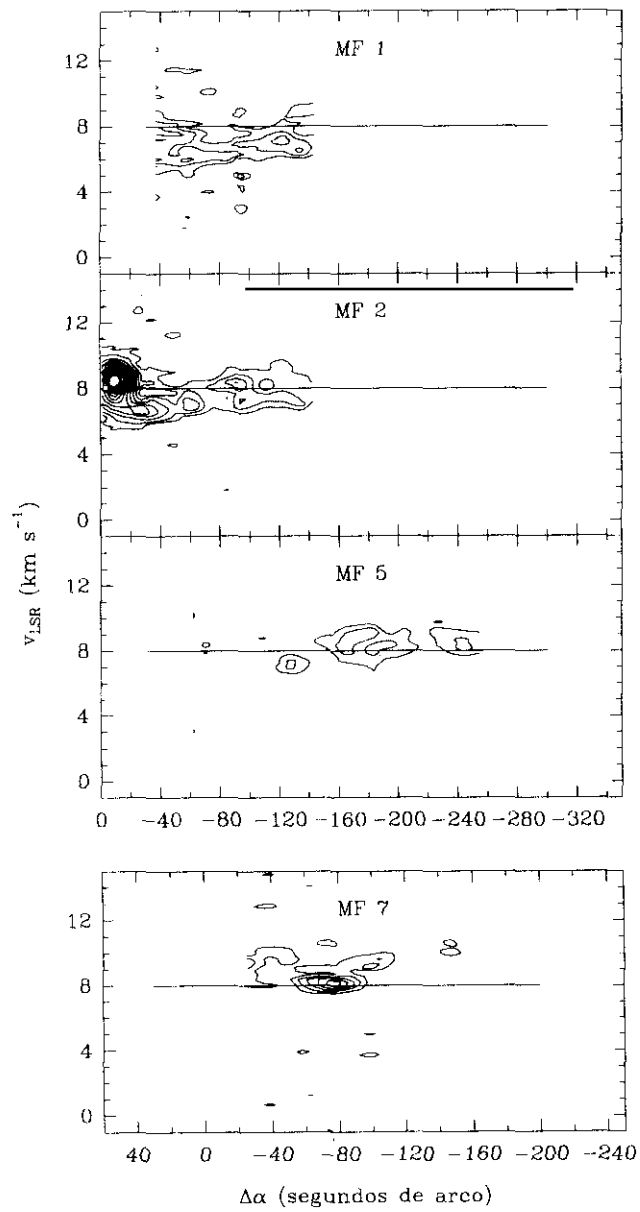


Figura 3.9: Diagrama posición–velocidad a lo largo de los filamentos moleculares o “fingers”.

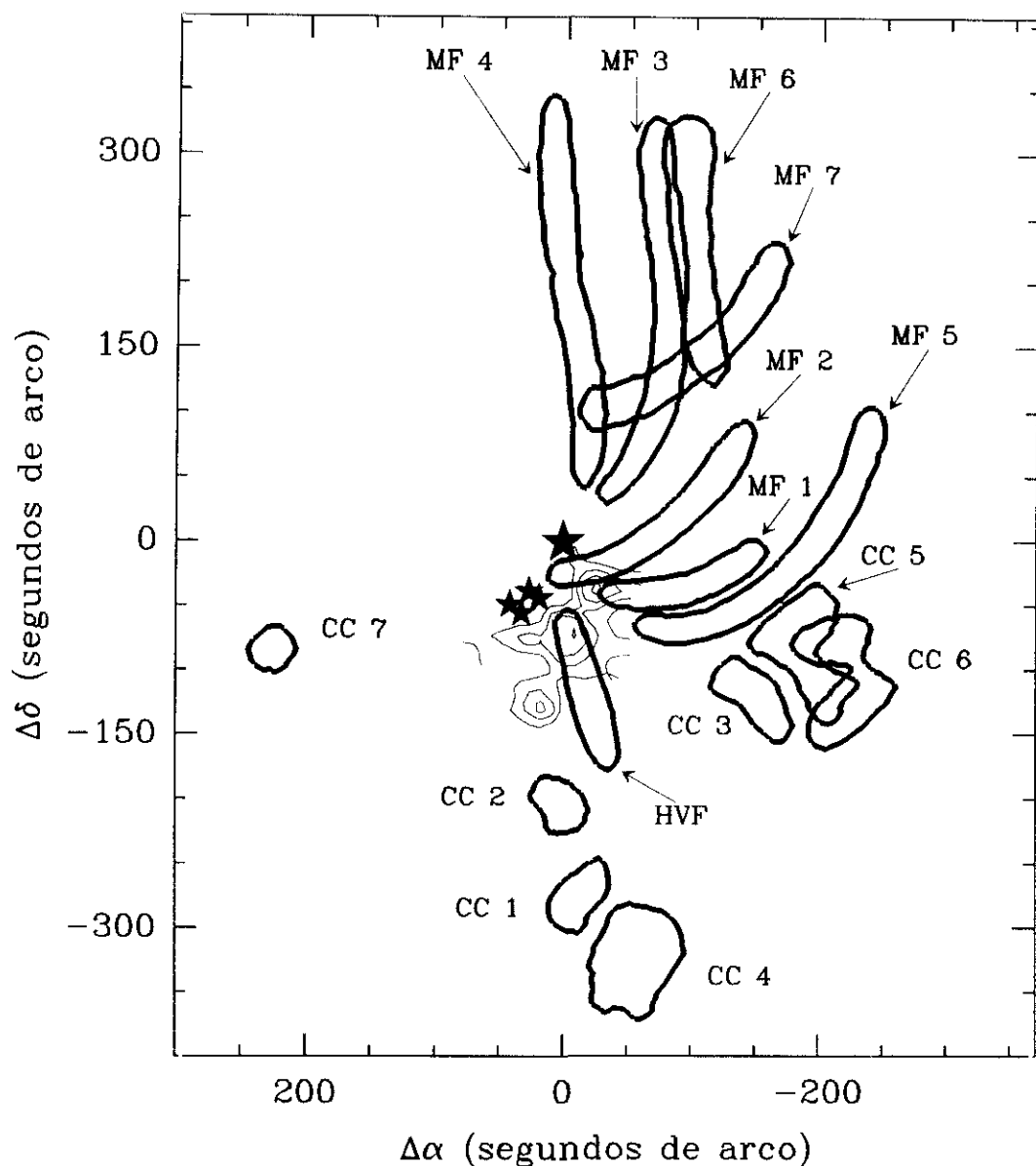


Figura 3.10: Esquema mostrando la distribución espacial de los “filamentos moleculares” (MFs), el filamento de alta velocidad (HVF) y las “condensaciones complejas” (CC) identificados a través de la emisión del  $\text{HC}_3\text{N}$  (figura 3.6). La posición de las estrellas del Trapecio y de IRc2 se especifica mediante cuatro estrellas pequeñas y una grande respectivamente. Los contornos delgados representan la distribución espacial de la emisión del  $\text{HC}_3\text{N}$  más desplazada hacia el azul, obtenida a partir de la integración entre 0 y  $4 \text{ km s}^{-1}$  de la intensidad de la línea  $J = 12 \rightarrow 11$ . El contorno del nivel más bajo corresponde a 0.2 y la distancia entre contornos es de  $0.2 \text{ K km s}^{-1}$ .

de  $\text{HC}_3\text{N}$  en las cercanías de la región más brillante de la barra óptica donde la emisión en el infrarrojo lejano y la de otros trazadores de zonas de alta densidad, como el CS y el HCN, es muy intensa (Werner *et al.*, 1976; Hayashi *et al.*, 1985; Schloerb & Loren, 1982).

El subgrupo oeste de CCs se encuentra situado al sur del MF5. CC3 se observa en el intervalo de velocidades radiales comprendido entre 7.5 y 9.5  $\text{km s}^{-1}$  y tiene una forma alargada en la dirección suroeste↔noreste, mientras que CC5 aparece entre 9.5 y 10.5  $\text{km s}^{-1}$ . Para velocidades radiales más grandes que 10.5  $\text{km s}^{-1}$  indentificamos una nueva condensación que dada su morfología la hemos subdividido en CC6(N) y CC6(S).

### 3.4 Las condiciones físicas del gas denso en Orión A

Las intensidades de las tres líneas de  $\text{HC}_3\text{N}$  observadas pueden combinarse para obtener las condiciones físicas del gas molecular. El análisis mediante el método LVG (gradiente de velocidad elevado) de la excitación y transferencia de la radiación por el  $\text{HC}_3\text{N}$  muestra que las intensidades de la tabla 3.1 pueden ser explicadas con los parámetros físicos mostrados en la tabla 3.3. Para realizar estas estimaciones se ha degradado la resolución espacial de los mapas realizados en las transiciones  $J = 16 \rightarrow 15$  y  $J = 24 \rightarrow 23$  para ajustarla a la resolución angular del mapa en la transición  $J = 12 \rightarrow 11$ . Los parámetros calculados para el *hot core* se ajustan al isótopo del  $\text{HC}_3\text{N}$  suponiendo una relación  $\text{HC}_3\text{N}/\text{HC}^{13}\text{CCN}$  de 50. Para las fuentes con temperatura cinética desconocida, se han utilizado las tres transiciones observadas de  $\text{HC}_3\text{N}$  para estimarla. Los límites inferiores para la temperatura cinética se muestran en la tabla 3.3. Cambios en la temperatura cinética no afectan a la densidad de la columna, sin embargo las densidades de partículas ( $n_{\text{H}_2}$ ) pueden variar hasta un factor cinco para valores extremos. En aquellas posiciones en las que sólo se disponía de una línea se ha supuesto una temperatura cinética de 45 K y una abundancia fraccional de  $\text{HC}_3\text{N}$  de  $10^{-9}$ . Con estas suposiciones se encuentran densidades de  $\text{H}_2$  consistentes con la abundancia fraccional de  $\text{HC}_3\text{N}$ . Para alguna de las condensaciones no se ha encontrado una solución consistente para la densidad y la abundancia fraccional de  $\text{HC}_3\text{N}$ . En estos casos, se ha determinado la densidad columnar que se ajusta a los datos con la menor densidad de partículas. De las densidades de  $\text{H}_2$  y de los tamaños hemos calculado las densidades columnares de  $\text{H}_2$  listadas en la columna séptima. Para las fuentes en común, las densidades de columna de  $\text{H}_2$  que hemos calculado se ajustan, dentro de un factor 5, con las obtenidas a partir de  $\text{C}^{18}\text{O}$  y la emisión del radio-continuo a 3 mm (Wilson *et al.*, 1986b; Mundy *et al.*, 1986).

Las densidades de  $\text{H}_2$  encontradas varían entre  $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  para el *hot core* y  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  para los filamentos moleculares y las condensaciones complejas. Existe una tendencia clara para la estructura en forma de anillo alrededor de IRc2 (*hot core*, *compact bridge* y la nube a 10  $\text{km s}^{-1}$ ) de tener densidades más grandes ( $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) que los MFs y las CCs ( $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ). Las temperaturas cinéticas estimadas ( $> 45 \text{ K}$ ) también indican que los MFs y las CCs son relativamente calientes. Junto con el *hot core* encontramos una abundancia fraccional media de  $\text{HC}_3\text{N}$  del  $1.2 \times 10^{-9}$ , para las condensaciones del *ridge* y los MF en los que hemos observado las tres transiciones de  $\text{HC}_3\text{N}$ . Este hecho está de acuerdo con estimaciones anteriores, pero es un orden de magnitud menor que en otras regiones de formación estelar como Sgr B2 y TMC1 (ver por ejemplo Guélin, 1988). Nuestros resultados indican que sólo la abundancia de  $\text{HC}_3\text{N}$  del *hot*

*core*, que es un factor 10 más grande que en el *ridge*, está de acuerdo con la abundancia de esta molécula en Sgr B2.

Aunque la abundancia de  $\text{HC}_3\text{N}$  es aproximadamente uniforme en el *ridge*, los MFs y las CCs, nuestros datos sugieren importantes cambios en la abundancia relativa de esta molécula en la dirección de la barra óptica (ver capítulo 5). Cuando se realiza una convolución de los datos de  $\text{HC}_3\text{N}$  para obtener la misma resolución espacial que la de los mapas de HCN de Schloerb & Loren (1982), se obtiene una razón  $\text{HCN}/\text{HC}_3\text{N}$  sobre la intensidad integrada de 3–4 para el *ridge*. Esta razón aumenta a valores mayores que 30–40 en la región más brillante de barra óptica. Si se supone que en Orión la abundancia de HCN es uniforme, entonces la abundancia de  $\text{HC}_3\text{N}$  decrece en un orden de magnitud en la dirección de la barra (es decir  $\chi(\text{HC}_3\text{N}) < 10^{-10}$ ), obteniéndose resultados similares cuando se compara con la emisión de CS en la dirección de la barra óptica (Hayashi *et al.*, 1985).

En la dirección de la barra óptica, la densidad columnar de CS es  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , un factor 10 más grande que la encontrada para  $\text{HC}_3\text{N}$ . Para una abundancia de  $\sim 10^{-9}$  (Blake *et al.*, 1987), la abundancia correspondiente de  $\text{HC}_3\text{N}$  sería más pequeña que  $10^{-10}$ . Aunque los efectos de la profundidad óptica pueden jugar algún papel, nuestros datos sugieren un decrecimiento de la abundancia de  $\text{HC}_3\text{N}$  en un orden de magnitud en la dirección de la barra óptica. Como se discutirá en el capítulo 5, este efecto podría ser debido a la radiación UV que incide sobre el gas neutro en el frente de ionización representado por la barra óptica.

En las columnas 9 y 10 de la tabla 3.3 se listan las masas de los distintos objetos (estimadas a partir de las densidades de  $\text{H}_2$ ), así como la masa de virial para aquellas condensaciones que podrían ser consideradas como quasi-esféricas. Mientras que los MFs tienen masas comprendidas entre 10 y  $20 M_\odot$ , las CCs tienen solo unas cuantas masas solares. La mayoría de las condensaciones pueden considerarse virializadas (masas dentro de un factor 10 de la masa de virial) excepto para el *hot core* y la condensación S6. Condensaciones similares no virializadas han sido encontradas en otras nubes moleculares asociadas con regiones H II (ver Martín-Pintado *et al.*, 1985).

Observaciones del *hot core* con gran resolución angular indican que éste se está expandiendo a  $10 \text{ km s}^{-1}$  (Migenes *et al.*, 1989). La situación de la condensación S6 es menos clara. S6 se encuentra situada en un borde abrupto de M42 y a sólo  $\sim 1'$  de las estrellas de Trapecio por lo que podría estar expandiéndose debido a la interacción con la región H II (ver sección 3.6) o estar estabilizándose por la acción externa de la presión del gas ionizado.

### 3.5 La cavidad de $\text{HC}_3\text{N}$ alrededor de IRc2

Los datos en la tabla 3.3 muestran que el gas ambiente más denso y caliente se encuentra en la región BN/KL. La comparación de la distribución espacial de la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  en las transiciones  $J = 12 \rightarrow 11$ ,  $J = 24 \rightarrow 23$  y en la emisión en el infrarrojo en esta región (ver figura 3.11a), muestra un gradiente en la excitación (densidad y/o energía cinética) del gas molecular hacia las fuentes infrarrojas. El *compact ridge* y *compact bridge* se encuentran situados entre el gas ambiente (representado por la línea de la transición  $J = 12 \rightarrow 11$ ) y la emisión en el infrarrojo, y sigue los bordes sur y oeste de esta última. La distribución espacial de las emisiones infrarroja y molecular sugieren una asociación entre el gas denso y las fuentes de infrarrojo. La

estratificación del gas molecular/emisión infrarroja observada en la figura 3.11a es consistente con el modelo propuesto por Wynn–Williams *et al.* (1984). Según este modelo la mayoría de la radiación infrarroja proviene del polvo caliente en el borde de la parte suroeste de la cavidad producida por los vientos estelares procedentes de IRc2. La emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  en la transición  $J = 24 \rightarrow 23$  muestra la región de interfase entre el gas ambiente y el “muro caliente” generado por el flujo de baja velocidad. De hecho, la estructura en forma de anillo de la emisión integrada de  $\text{HC}_3\text{N}$  bordea el *doughnut* en expansión observado en SO (ver figura 3.11b) y la emisión de vapor de agua a 183 GHz (Plambeck *et al.*, 1982; Cernicharo *et al.*, 1990 respectivamente). La emisión máser de agua de baja velocidad a 22 GHz (Genzel *et al.*, 1981) se encuentra situada entre el *doughnut* en expansión y el anillo denso y caliente de  $\text{HC}_3\text{N}$  donde el flujo se sumerge en la nube molecular densa (ver por ejemplo Genzel & Stutzki, 1989). El gran cambio en la abundancia  $\text{HC}_3\text{N}/\text{SO}$  entre el *doughnut* en expansión (el flujo de baja velocidad) y la cercana región de interfase requiere una gran eficiencia en la síntesis de moléculas sulfuradas en el flujo de baja velocidad alrededor de IRc2.

El gas de alta densidad asociado con la cavidad alrededor de IRc2 constituye la parte densa de las estructuras más grandes (MF3 y MF4). Al igual que para  $\text{H}_2\text{CO}$  (Bastien *et al.*, 1981), los contornos de hidrógeno molecular vibracionalmente excitado ( $\text{H}_2^*$ ) evitan la emisión de la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  del *ridge* molecular y MF3+MF4. Nuestros datos apoyan la idea de Bastien *et al.* (1981) y de Plambeck *et al.* (1982) de que el gas ambiente denso debe intervenir en la conducción del flujo de alta velocidad que genera la emisión de  $\text{H}_2^*$ . De manera distinta para el flujo de baja velocidad, no encontramos la esperada región de interfase densa y caliente entre la emisión de  $\text{H}_2^*$  y el gas ambiente. Más alejado de IRc2, se encuentra material procesado por ondas de choque como objetos HH y filamentos de  $\text{H}_2^*$  asociados con los MFs (ver Martín–Pintado *et al.*, 1990; Murata *et al.*, 1990 y referencias en ellos citadas) cuyo origen ha sido interpretado como la interacción del viento estelar de IRc2 con los MFs (Jones & Walker, 1985; Taylor *et al.*, 1986; Martín–Pintado *et al.*, 1990; Murata *et al.*, 1990). La energía de los largos *streamers* (“corrientes”) de CO (Hasegawa, 1985; White, 1989) y las extensas alas de alta velocidad en CO Martín–Pintado *et al.*, 1990) han sido interpretadas también como debidas a la interacción. Sin embargo, no está claro si los objetos III asociados con regiones III están producidos por los vientos ionizados de las estrellas OB centrales, o por los vientos estelares neutros producidos por objetos jóvenes embebidos (ver Meaburn & Walsh, 1986). El modelo propuesto por Taylor *et al.* (1986) explica el desplazamiento hacia el azul de las velocidades de los MFs (Martín–Pintado *et al.*, 1990), pero no explica la morfología ni la cinemática en general del gas denso en Orión A. En la siguiente sección discutiremos evidencias para un modelo alternativo en el cual la morfología y el campo de velocidades a gran escala del gas ambiente está dominado por la interacción de la región III con la nube ambiente.

### 3.6 Evidencias de la interacción de M42 con el gas denso

En la siguiente discusión analizaremos cualitativamente las evidencias observacionales que indican la interacción de la región III con el material molecular denso observado en  $\text{HC}_3\text{N}$ . Para ello, consideraremos el modelo básico de M42 propuesto por Zuckerman (1973) según el cual la región III compacta se encuentra frente a la nube molecular erosionándola (ver apéndice A, y

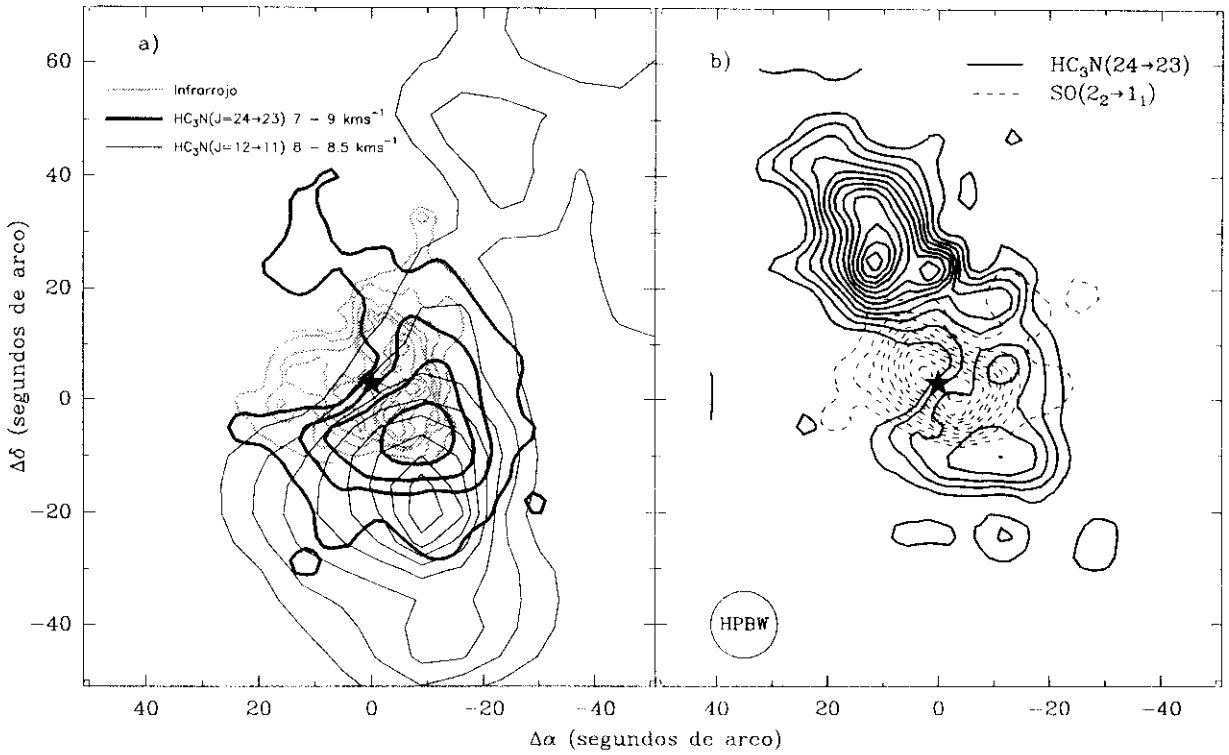


Figura 3.11:

- a) Estratificación del gas molecular y de la emisión IR en la vecindad de IR2. El gas denso y caliente del “ridge” y del “bridge” compactos (contornos continuos gruesos) se sitúan entre la emisión IR (contornos discontinuos) y el gas molecular ambiente (contornos continuos finos). La emisión infrarroja ha sido tomada de Downes et al. (1981).
- b) Comparación de la distribución espacial del anillo de  $\text{HC}_3\text{N}$  (contornos continuos) con la emisión de SO (contornos discontinuos) de Plambeck et al. (1982). Notar como el anillo de  $\text{HC}_3\text{N}$  rodea la emisión de SO.



referencias allí mencionadas). En este modelo, M42 se encuentra limitada por densidad en el lado más cercano al observador y la mayoría del gas ionizado está fluyendo hacia fuera de la nube molecular con una velocidad radial de  $\sim 4 \text{ km s}^{-1}$  (ver por ejemplo Pankonin *et al.*, 1979; Tenorio-Tagle, 1979). De hecho, Yorke *et al.* (1984) han mostrado que la diferencia en la presión del gas entre las caras trasera y delantera de la región H II puede formar flujos de alta velocidad con velocidades superiores a  $20 \text{ km s}^{-1}$ . Estos flujos no son uniformes existiendo flujos secundarios que interfieren con los primeros (Meaburn, 1975). Además también ha de considerarse la presencia de vientos estelares ionizados producidos por las estrellas del Trapecio. Estos vientos ionizados han sido utilizados para explicar la distribución espacial de las velocidades radiales de las líneas de recombinación (Pankonin *et al.*, 1979), la presencia de estructuras filamentosas y la geometría del gas ionizado en M42 (Yusef-Zadeh, 1990). Por lo tanto, la interacción de M42 con el material ambiente puede ser diversa y a la expansión típica de la región H II en la nube ambiente, hay que añadir el flujo “champagne” y los vientos estelares producidos por las estrellas del cúmulo del Trapecio.

### 3.6.1 La morfología y la cinemática a gran escala del gas denso

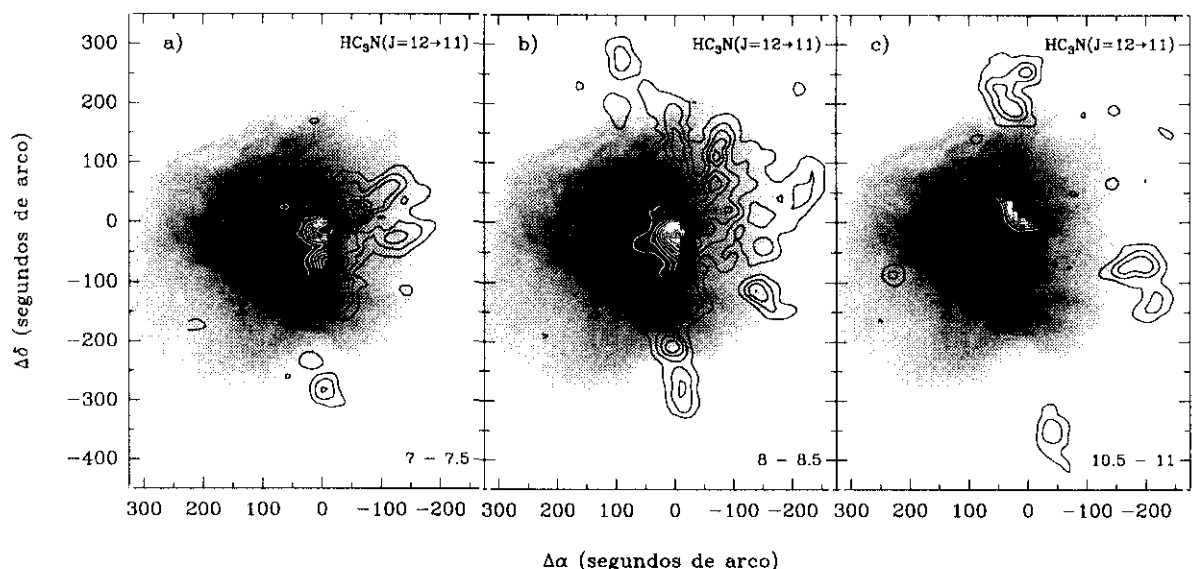


Figura 3.12: a), b) y c). Comparación de la distribución espacial del “ridge molecular”, los “MFs” y las “CCs” representados a través de la intensidad integrada de la emisión de la línea  $J = 12 \rightarrow 11$  en el rango de velocidades mostrado en la esquina inferior izquierda de cada panel, con la parte más densa de la región ionizada de M42 (de Yusef-Zadeh, 1990).

Las figuras 3.12a–c muestran la distribución del *ridge* molecular, los MFs y algunas CCs superpuestas a la parte más densa de la región H II. El *ridge* (figuras 3.12a y 3.13c) se sitúa justo detrás del abrupto borde del frente de ionización oeste de la región H II. Es importante darse cuenta que el MF4, situado adyacentemente al *ridge*, delinea el frente de ionización oeste al

norte de IRc2 (ver figura 3.12b). CC7 en la figura 3.12c se sitúa también en el borde del frente de ionización asociado con la barra óptica. Esto sugiere que los frentes de ionización de M 42 juegan un papel importante en la morfología del gas denso en Orión A.

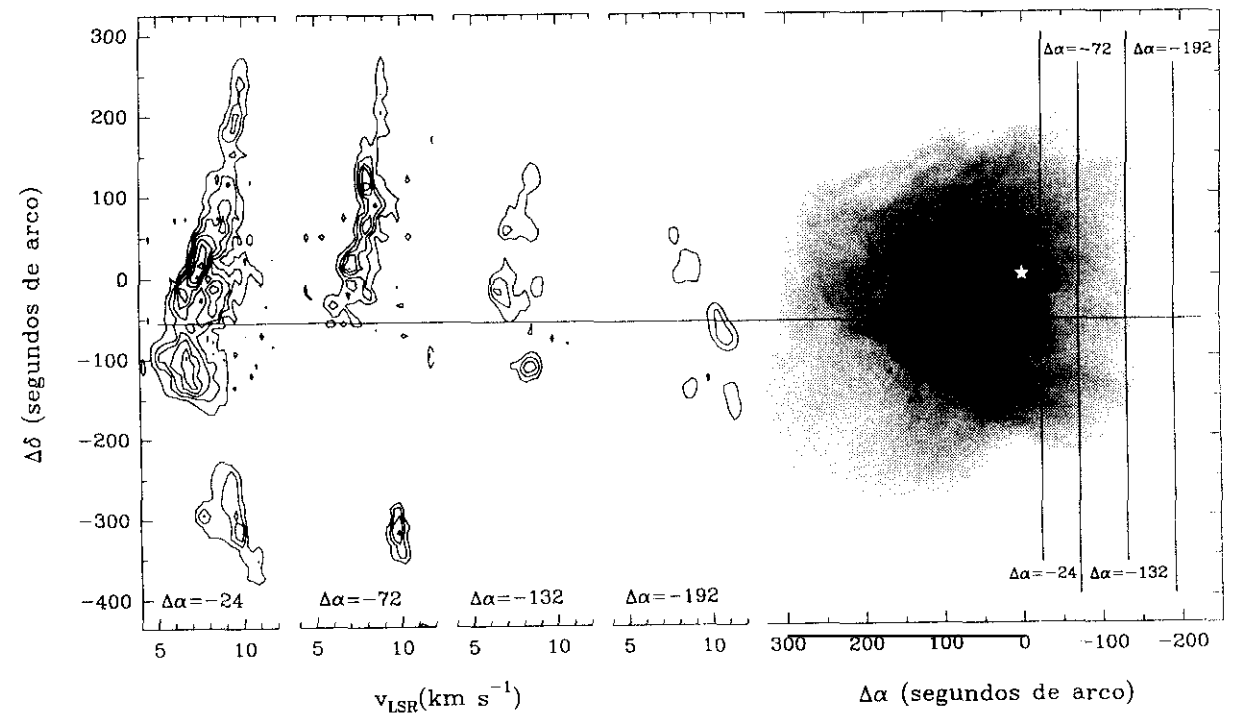


Figura 3.13: Diagramas posición velocidad con ascensión recta fija en posiciones seleccionadas en la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  de  $\text{HC}_3\text{N}$ . En el panel de la derecha las líneas muestran el recorrido de los cortes (líneas verticales) y los “offsets” en ascensión recta en donde se realizaron superpuestos a la parte más densa de la región H II. La estrella marca la posición de IRc2, mientras que la línea horizontal está trazada para el valor de la declinación correspondiente a  $\theta^1$  C.

La cinemática también apoya esta idea. Las figuras 3.13, 3.14 y 3.15 muestran el campo de velocidades del gas molecular denso. En la primera de estas figuras se indica también las distintas condensaciones que forman a gran escala la estructura conocida como *ridge* molecular. El corte velocidad–declinación en las figuras 3.13 y 3.15 muestra que el gas denso a lo largo del *ridge* molecular ( $\Delta\alpha \approx -24''$  en la figura 3.13) no sigue el gradiente de velocidad a gran escala encontrado en las observaciones de baja resolución angular (ver por ejemplo Liszt *et al.*, 1974). En estos cortes no se observa el característico aumento en la velocidad según nos movemos de sur a norte, sino una estructura en forma de “V” cuya velocidad radial decrece de 10 a  $6\text{ km s}^{-1}$  y vuelve a crecer hasta  $10\text{ km s}^{-1}$ . La velocidad radial más pequeña y las líneas más anchas coinciden con la parte más densa de la región H II. Más hacia el oeste, también se encuentran estructuras en forma de “V” más estrechas o con gradientes de velocidad con sentidos opuestos que el observado a gran escala. El gas más azul se encuentra generalmente

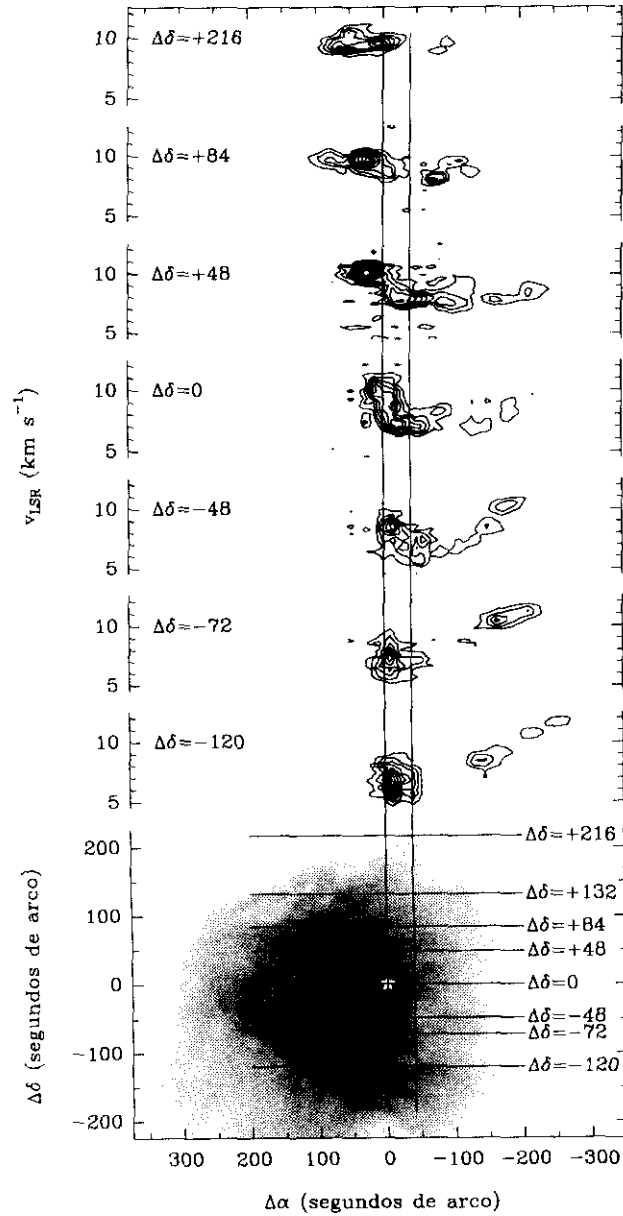


Figura 3.14: Diagramas posición velocidad con declinación fija en posiciones seleccionadas en la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  de  $\text{HC}_3\text{N}$ . En el panel inferior las líneas horizontales muestran el recorrido de los cortes y los valores de la declinación fija para los que fueron realizados superpuestos a la parte más densa de la región H II. La estrella marca la posición de IRc2. Las líneas verticales son referencias para una mejor observación del borde del frente de ionización oeste de la región H II.

cerca de la posición con menor distancia proyectada a las estrellas del Trapecio.

Los cortes ascensión recta–velocidad en la figura 3.14 muestran un abrupto cambio en la velocidad radial del *ridge* molecular y la de los MFs y de las CCs. El cambio en la velocidad radial no sólo se restringe a la vecindad de IRc2, sino que tiene un comportamiento más general hacia el norte de las estrellas del Trapecio. De hecho, el salto en la velocidad radial aparece a lo largo del frente de ionización oeste de la región H II (ver figuras 3.12b y 3.12c, y líneas verticales de la figura 3.14) al norte de las estrellas del Trapecio. Al igual que alrededor de IRc2, el salto de la velocidad tiene lugar en una pequeña región que apenas está resuelta por el haz de  $22''$ . Hay también una tendencia en el salto de la velocidad a decrecer tan pronto como nos alejamos de la región de las estrellas del Trapecio–BN/KL. Al oeste del frente de ionización, la velocidad radial aumenta otra vez hasta alcanzar el valor típico de la del *ridge* (ver figura 3.14). Esto se ve claramente al sur de las estrellas del Trapecio.

La cinemática del gas molecular alrededor de la región BN/KL ha sido motivo de debate. En particular, la cinemática del gas alrededor de IRc2 ha sido interpretada a la vez, como procedente de un disco en rotación (ver Hasegawa *et al.*, 1984; Vogel *et al.*, 1985; Murata *et al.*), o como producida por dos nubes independientes (ver por ejemplo Wilson *et al.*, 1986b). La cinemática del *ridge* y de los MFs indican que el campo de velocidades del gas denso en la región ha sido probablemente perturbado por la interacción con la región H II. Sin embargo, no está claro cual es la extensión de la región alrededor de IRc2 cuya cinemática ha sido afectada por la acción del gas ionizado.

El desplazamiento hacia el azul ( $1\text{--}2\text{ km s}^{-1}$ ) de la velocidad radial de los MFs y de las condensaciones S6 con respecto a la parte norte del *ridge* y las CCs podría ser explicado de una manera natural si estuviera producido por la expansión de la región H II y/o por el gas ionizado que fluye hacia el observador (y por lo tanto con velocidades radiales desplazadas hacia el azul). Esta idea está también apoyada por el cambio en la distribución de la velocidad radial de las líneas de recombinación observado alrededor de la región KL y de las condensaciones S6 (Wilson & Filges, 1989). El mayor problema asociado con esta interpretación para las condensaciones S6 concierne a su situación relativa con respecto a la región H II en la dirección de la línea de mira. Debido a las inhomogeneidades en la densidad, los frentes de ionización están “arrugados” (esto se puede ver claramente en los mapas de radio–continuo de las regiones H II, por ejemplo Yusef–Zadeh, 1990). Si el *ridge* molecular se sitúa detrás de la mayor parte del gas ionizado pero en el borde del frente de ionización oeste, como es sugerido por la morfología, se podría esperar una distribución compleja del gas ionizado y neutro a lo largo de la línea de mira en un frente de ionización arrugado. De hecho, esto es lo que se observa en los mapas de  $\text{H}_2\text{CO}$  del VLA en la dirección de S6 donde la absorción de las líneas de  $\text{H}_2\text{CO}$  requiere que parte de esta condensación se encuentre frente a alguna fuente de radio continuo (Johnston *et al.*, 1983).

### 3.6.2 Las “alas azules” en la emisión de $\text{HC}_3\text{N}$ cerca del Trapecio

Otras evidencias de la interacción de los frentes de ionización con la materia neutra se obtienen de la distribución espacial del gas azul en las cercanías de las estrellas del Trapecio (contornos de trazo fino en la figura 3.10). La figura 3.16a muestra la distribución espacial de este material superpuesto a la emisión del polvo caliente a  $3.3\mu\text{m}$ . Además la morfología de las alas azules del gas en  $\text{HC}_3\text{N}$  a velocidades moderadas no sigue la distribución espacial del gas con velocidades

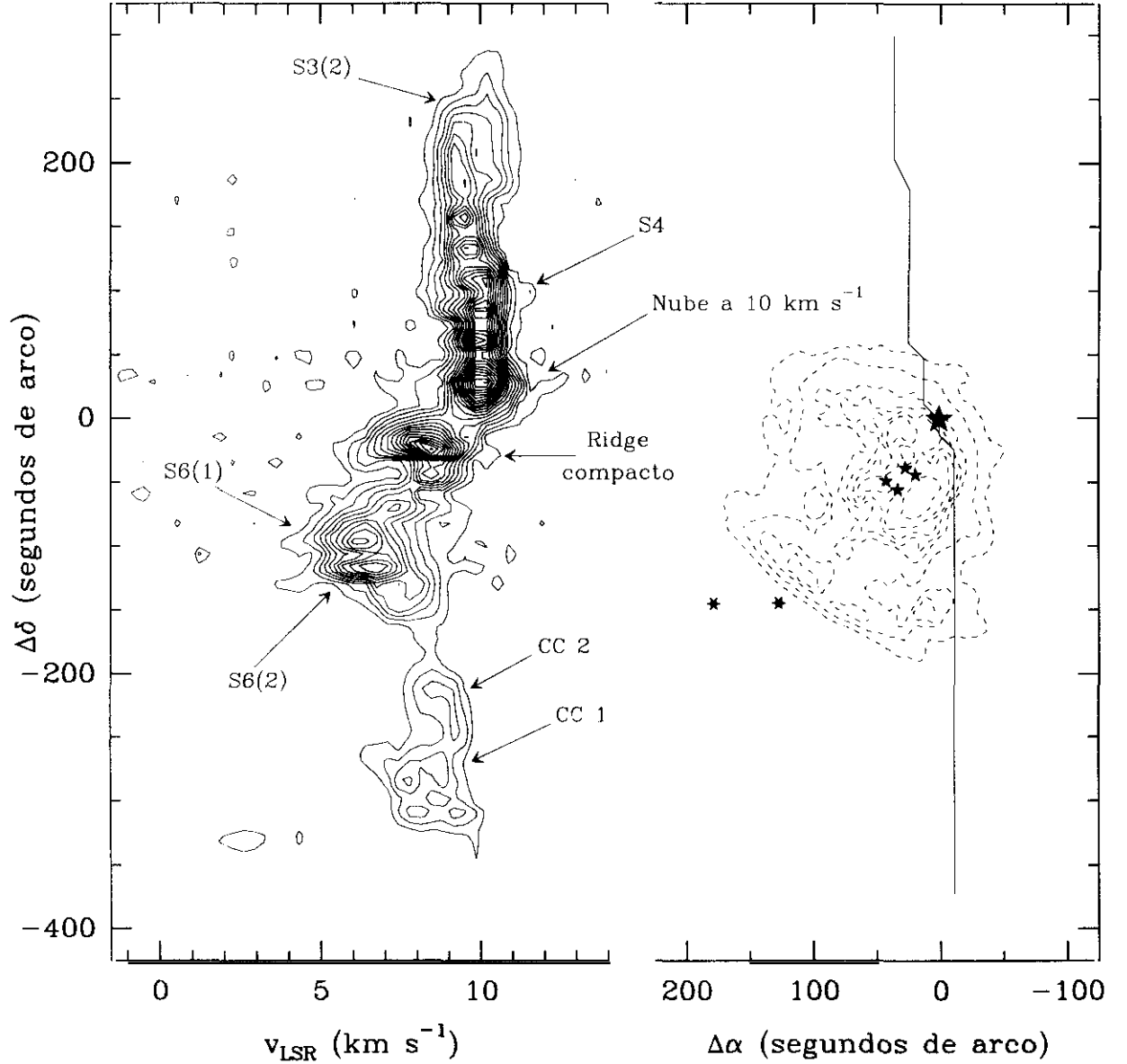


Figura 3.15: Diagrama posición velocidad a lo largo del “ridge” molecular en la transición  $J = 12 - 11$  de  $\text{HC}_3\text{N}$ . En el panel de la izquierda se indican las distintas condensaciones que forman a gran escala la estructura del “ridge”. En el panel de la derecha se muestra la imagen de la emisión del continuo a 6 cm debida al gas ionizado (parte más densa de la región II II) tomada de Johnston et al. (1983). La línea vertical representa la trayectoria del corte. La estrella grande de cinco puntas representa la posición de IRC2, mientras que las cuatro más pequeñas indican la posición de las estrellas del Trapecio. La posición de las estrellas  $\theta^2$  Orionis se indica mediante dos estrellas pequeñas de seis puntas.

más extremas desplazadas al azul observadas en SiO y CO el cual se cree está asociado con el flujo molecular posiblemente producido por FIR 4 (Ziurys & Friberg, 1987; Schmid–Burgk *et al.*, 1990; ver también el capítulo 4). Consecuentemente, la morfología sugiere una fuerte asociación del gas más azul con el frente de ionización. Además, como ya fue indicado por Elliot & Meaburn (1974) el frente de ionización mayor cerca de las estrellas del Trapecio (líneas discontinuas en la figura 3.16b) y las densidades electrónicas más elevadas también están asociadas con el gas neutro. La figura 3.16b ilustra como el frente de ionización mayor está alineado con el gas azul. También, las densidades electrónicas más elevadas localmente se encuentran en el borde del gas molecular rojo y azul frente a las estrellas del Trapecio (región sombreada de la figura 3.16b). El gas ionizado con velocidad radial más desplazada hacia el azul, por encima de  $\sim -60 \text{ km s}^{-1}$  (Castañeda, 1988) se encuentra también en el borde del gas azul neutro. Todos estos hechos indican claramente que la mayoría del gas molecular con velocidad radial desplazada hacia el azul se encuentra en el frente de ionización y podría ser producido por la interacción del gas ionizado con el material neutro. Consecuentemente el gas molecular que precede al frente de ionización se considera que está procesado por choques y ha adquirido una velocidad que difiere en  $\sim 2 - 3 \text{ km s}^{-1}$  con respecto al gas ambiente (Schloerb & Loren 1982).

### 3.6.3 La asociación de los MFs con los objetos Herbig–Haro, los filamentos de $\text{H}_2$ y las estructuras de gas ionizado

Todos los MFs y las CCs se encuentran situados al oeste del frente de ionización en el “cono” observado en el radio continuo (ver figura 3.12). La situación relativa de estos objetos con respecto al gas ionizado es desconocida. Los mapas de radio continuo de Yusef–Zadeh (1990) muestran estructuras filamentosas de material neutro similares a los MFs, que deben de estar rodeadas por el gas ionizado. En la figura 3.16c se muestra una superposición los MFs y la emisión del [OI] $\lambda 6300$  a la velocidad ambiente (Taylor *et al.*, 1986). Debido a que la línea [OI] $\lambda 6300$  sólo puede excitarse en la región de transición entre el gas neutro y el gas ionizado, su emisión es un buen trazador de frentes de ionización (Münch, 1977). Para la región observada en [OI] la mayor parte de esta emisión parece estar asociada con el gas molecular (la parte del principio de MF3+MF4) sugiriendo que los MFs se sitúan justo en la región de interfase entre el gas molecular y el gas ionizado. Esta asociación no sólo se observa para la velocidad ambiente del [OI], sino también para el gas con emisión extensa desplazada hacia el azul por debajo de  $-109 \text{ km s}^{-1}$  lo que indica una estrecha relación entre los MFs y el gas ionizado de alta velocidad. Conclusiones similares obtuvieron Martín–Pintado *et al.* (1990) y Murata *et al.* (1990) basándose en la distribución y movimientos propios de los objetos III en los bordes de los MFs. Existe un consenso general en la ionización de los objetos tipo HH se realiza por un mecanismo de choques, pero no está claro como son producidos estos núcleos ionizados de alta velocidad asociados a las regiones III (ver Meaburn & Walsh, 1986). Ha sido sugerido (Meaburn & Walsh, 1986) que podrían ser *bow shocks* producidos cuando los vientos de las estrellas de tipo OB centrales se encuentran con inhomogeneidades de alta densidad. Es más, de la cinemática de alguna condensación de M16 y de la nebulosa de la Roseta, estos autores deducen que la geometría de las obstrucciones debe de ser cilíndrica, ésto es similar a los MFs observados en M42. Los filamentos largos y finos de la emisión de  $\text{H}_2^+$  encontrados en la región de MF3 y MF4 muestran la misma dirección que estos filamentos de  $\text{HC}_3\text{N}$  (Taylor *et al.*, 1984; Lane 1989). Aunque la

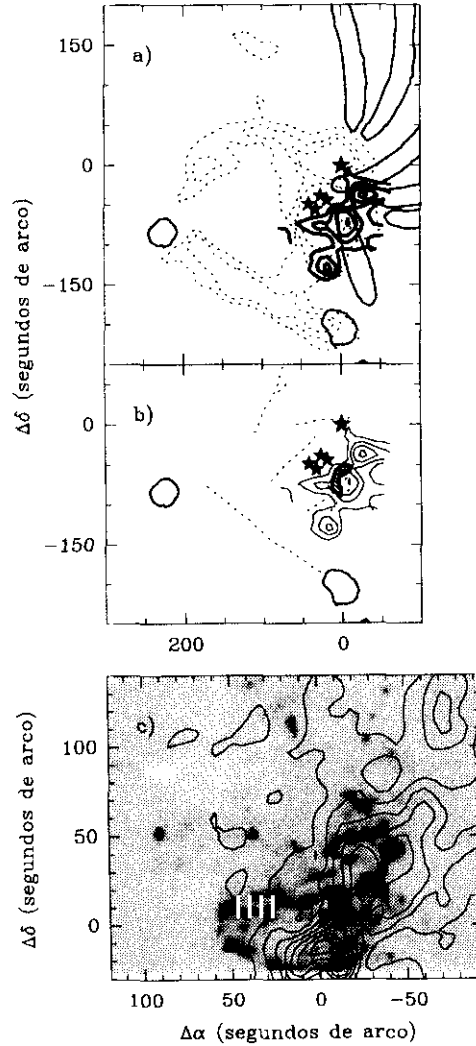


Figura 3.16: Evidencias de la interacción entre la región H II y el gas molecular cerca de las estrellas del Trapecio.

- a) – El gas azul (contornos gruesos), los MFs y algunas CCs superpuestas sobre la imagen del polvo caliente a  $3.3\mu\text{m}$  (contornos discontinuos) de Gatley & Kaifu (1987).
- b) – Relación entre el gas azul y alguna CCs (contornos finos) con el frente de ionización principal (líneas de trazo discontinuo) y la región de más elevada densidad electrónica (región sombreada) alrededor del Trapecio (Elliot & Meaburn, 1974).
- c) – Distribución espacial de la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  integrada en el rango de velocidades  $7.5 - 8\text{ km s}^{-1}$  (contornos continuos) superpuesta sobre la emisión de  $[\text{OI}]\lambda 6300$  a la velocidad ambiente (Taylor et al., 1986). Las posiciones son relativas a la de IRc2 representada por una estrella negra grande. También se muestran las estrellas del Trapecio representadas por las cuatro estrellas negras más pequeñas.

excitación del  $\text{H}_2$  en los filamentos es desconocida por el momento (Lane, 1989), cualquiera de los posibles mecanismos (fluorescencia, choques), indican que están producidos por la radiación Lyman de las estrellas ionizantes o por los choques generados por los vientos estelares de esas estrellas. En ambos casos, los filamentos de  $\text{H}_2^+$  representan las superficies de material neutro similar a los MFs expuestos a la radiación UV o los vientos estelares ionizados. La presencia de numerosas estructuras filamentosas en la emisión del continuo radio y la emisión de aspecto de “borde” observada en [SII] sobre la totalidad de la región H II han sido interpretadas también como producidas por la interacción de los vientos estelares de las estrellas del Trapecio con un medio interestelar inhomogeneo (Yusef–Zadeh, 1990).

El conjunto de la cinemática de los MFs con velocidades azules relativas al *ridge* y a las CCs sigue la tendencia de las velocidades radiales del rápido gas ionizado. Ambos, el flujo “champagne” y el viento estelar ionizado proveniente de las estrellas  $\theta$  Orionis, deben de jugar un papel importante en la cinemática de los MFs y las CCs. Debido a la gran incertidumbre en los parámetros de los vientos estelares del cúmulo del Trapecio y en la geometría de la interfase II I–H II, es muy difícil estimar los efectos que los vientos estelares y los flujos ionizados realizan sobre las nubes moleculares. Schneps *et al.* (1980) han estimado que la burbuja de gas ionizado producida por los vientos de las estrellas O en la nebulosa de la Roseta es capaz de explicar una envoltura de  $800 M_\odot$  expandiéndose a  $20 \text{ km s}^{-1}$ . Aunque las estrellas O del Trapecio son de tipo tardío, la masa y la velocidad de los MFs son más pequeñas que aquellas asociadas a la Roseta. Para la tasa de pérdida de masa típica de las estrellas O,  $\sim 10^{-6} M_\odot \text{ años}^{-1}$ , y la velocidad terminal de  $\theta^1\text{C}$ ,  $1650 \text{ km s}^{-1}$  (Snow & Morton, 1976), se puede obtener un momento de  $200 M_\odot \text{ km s}^{-1}$  en  $\sim 10^5$  años. Esto es aproximadamente el momento requerido por los MFs para ser azules en  $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$  con respecto del *ridge*.

### 3.6.4 Origen y evolución de los MFs

La naturaleza y el estado evolutivo de los MFs son desconocidos. Es difícil establecer la naturaleza de estos nuevos objetos en una región tan compleja como Orión A, en donde están teniendo lugar diferentes fenómenos energéticos. Una posibilidad que podría despejar esta incógnita sería el encontrar objetos similares en regiones menos complejas con características comunes a Orión A. Las “trompas de elefante” encontradas frente a algunas regiones H II son similares a los MFs en algunos aspectos. En la tabla 3.4 se muestra la comparación entre las características físicas de los MFs en Orión y las trompas de elefante de la nebulosa de la Roseta. Aunque la temperatura cinética de los MFs parece ser algo más grande que la de las trompas de elefante en la Roseta, la morfología (la razón longitud–anchura), las densidades, las masas y los gradientes de velocidad a lo largo de su longitud son sorprendentemente similares. Además, al igual que las trompas de elefante, los MFs parecen estar interactuando con el gas ionizado. Estas coincidencias sugieren que los MFs podrían ser trompas de elefante situadas detrás de parte del gas ionizado en la zona de interfase entre la región II I y el gas neutro.

Si los MFs son en realidad trompas de elefante, su formación y evolución está estrechamente relacionada con la región H II. No hay un consenso en el mecanismo de formación de las trompas de elefante (ver sección 1.6, y referencias allí especificadas). De los datos de la Roseta, Schneps *et al.* (1980) sugieren que la formación de las trompas de elefante es el resultado de la acción de los vientos estelares en la región H II. Estos autores consideran que las trompas de elefante



	Propiedades físicas de los filamentos moleculares (Nebulosa de Orión)	Propiedades físicas de las trompas de elefante (Nebulosa de la Roseta) <sup>a</sup>
Tamaño (longitud/anchura)	5/1–10/1	5/1
Masa ( $M_{\odot}$ )	5–30	5–10
$n_{\text{H}_2}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$10^5$	$10^4$
$T_K$ (K)	45	$\sim 10$
Gradiente ( $\text{kms}^{-1}\text{pc}^{-1}$ )	1–2	2

<sup>a</sup>De Schneps *et al.*, 1980.

Tabla 3.4: Comparación entre los filamentos moleculares de Orión y las trompas de elefante de la nebulosa de la Roseta.

se forman a través de inestabilidades de Rayleigh–Taylor desarrolladas en la envoltura densa barrida por los vientos estelares (ver sección 1.7) o a través de inhomogeneidades en la densidad del medio ambiente. Debido a las incertidumbre existentes en la pérdida de masa y en la geometría, no está claro si la gran masa de los MFs podría haber sido barrida por los vientos estelares del cúmulo del Trapecio. Weaver *et al.* (1977) sugieren que los filamentos ionizados de alta velocidad alrededor de las estrellas del Trapecio podrían ser los remanentes de una burbuja que ha estallado recientemente. El corte claro existente entre el *ridge* molecular y MF4 en el frente de ionización oeste, sugiere que el (los) frente(s) de ionización pueden también jugar un papel importante en la formación de los MFs. La detección de una estructura filamentosa de gas ionizado ha sido interpretada como la evidencia morfológica de gas ionizado por los choques producidos por los vientos estelares y/o los frentes de ionización generados en el borde de las regiones H II en expansión (ver Yusef–Zadeh, 1990).

Como ya hemos señalado en la sección 1.7 Woodward (1976) realizó un modelo hidrodinámico bidimensional de la evolución sufrida por una nube interestelar estandar después de actuar sobre ella un choque. Aunque las condiciones físicas sobre las que se realizó esta simulación son muy diferentes de las de la nube molecular y de los vientos estelares en Orión A, los resultados (ver figura 1.8) muestran como largas y densas lenguas de material de la nube, similares a los MFs, son formadas por la acción de los vientos estelares. Estos filamentos desarrollados a través de la evolución de inestabilidades de Rayleigh–Taylor y de Kelvin–Helmholtz muestran una sorprendente similitud en cuanto a morfología se refiere con los MFs. Sería necesario realizar un modelo hidrodinámico con parámetros físicos más apropiados para la situación de Orión A para establecer si se desarrollarían filamentos similares en este caso. La presencia de los MFs formados por gas neutro de alta densidad y de objetos de gas ionizado sugiere que los MFs podrían ser los percusores de la estructura filamentosa de gas ionizado observada por Yusef–Zadeh (1990).

En resumen, los MFs parecen tener características similares a las de las trompas de elefante observadas en otras regiones H II, y por tanto su origen y evolución debe de estar relacionado con la propia región H II.

### 3.7 Conclusiones

En este capítulo hemos realizado un estudio multitransicional de la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  en la región de Orión A a pequeña y gran escala. Los principales resultados pueden resumirse de la siguiente manera:

- Además del *ridge* molecular denso, la emisión a gran escala de la línea  $J = 12 \rightarrow 11$  del  $\text{HC}_3\text{N}$  ha revelado la presencia de distintas estructuras que aparecen a diferentes velocidades radiales. Estas estructuras han sido denominadas como “*molecular fingers*” o “filamentos moleculares” (MFs) y como “condensaciones complejas” (CCs).
- Los MFs se encuentran localizados al oeste del *ridge* molecular denso y son largos y finos filamentos (longitud/anchura  $\sim 5 - 10 : 1$ ) que emergen del *ridge* de manera que la mayoría de ellos apuntan hacia la región ocupada por el Trapecio y el objeto BN/KL. Se han identificado un total de ocho filamentos uno de los cuales se observa como un “ala” de alta velocidad. La mayoría de los filamentos moleculares presentan un gradiente a lo largo de su longitud de  $1 - 2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ , con el gas más desplazado hacia el azul en el sentido que apunta hacia la región del Trapecio–BN/KL. La densidad típica, temperatura cinética y masa de los MFs son  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gtrsim 40 \text{ K}$  y  $10 - 30 M_{\odot}$  respectivamente.
- Las CCs son condensaciones aisladas que muestran gradientes de velocidad. Todas ellas se encuentran al oeste de los MFs excepto un caso excepcional que se sitúa al este del *ridge*, justo en el borde de la barra óptica.
- Aunque la abundancia fraccional de  $\text{HC}_3\text{N}$  parece ser constante ( $\sim 10^{-9}$ ) para el *ridge* molecular, los MFs y las CCs, hay indicios claros de una disminución en un factor 10 en la abundancia de esta molécula en la dirección de la barra óptica. Esto podría estar debido al aumento de radiación UV en el frente de ionización.
- El gas ambiente denso ( $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) y caliente ( $\sim 100 \text{ K}$ ) cartografiado por la transición rotacional  $J = 24 \rightarrow 23$  se restringe a la región BN/KL y su distribución espacial muestra una estructura parecida a un anillo con IRC2 en su centro. Este anillo de material denso rodea al “*doughnut* en expansión”, la emisión IR y los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  que se encuentran situados en su borde interior. Estos datos sugieren que el anillo observado en  $\text{HC}_3\text{N}$  constituye el muro de la cavidad donde impacta el viento procedente de IRC2.
- El campo de velocidades radiales del gas denso en Orión muestra una estructura muy compleja. A lo largo del *ridge* molecular los diagramas posición–velocidad muestran una estructura en forma de “V” que es claramente inconsistente con la idea de una rotación a gran escala. La distribución espacial del gas más azul sigue a la emisión a  $3.3 \mu\text{m}$  que traza el borde de la interfase entre la región III y el gas denso. A lo largo del frente de ionización situado más hacia el oeste, hay también un salto en la velocidad radial entre el MF4 y el *ridge* molecular. En particular, el gradiente de velocidad encontrado alrededor de la región BN/KL debe entenderse dentro del contexto cinemático general del gas denso en Orión y no producido por una rotación alrededor de IRC2.

- La morfología y la cinemática de  $\text{HC}_3\text{N}$  a gran escala en Orión A sugieren que el gas denso está interaccionando con la región III y que los MFs están probablemente embebidos en el gas ionizado pero cerca del frente(s) de ionización. La asociación entre los MFs y trazadores de choques tales como objetos III, o los filamentos de  $\text{H}_2$  vibracionalmente excitado, y su velocidad “azul” sugiere que los vientos ionizados procedentes del cúmulo del Trapecio y/o el flujo “champagne” están interaccionando fuertemente con estas estructuras. Las características similares de los MFs y de las trompas de elefante observadas en otras regiones III también indican que probablemente los primeros estén generados por el desarrollo de inestabilidades sobre la interfase III–III.



## Capítulo 4

# La emisión de CO. Interacción de las estrellas jóvenes con la nube materna

### 4.1 Observaciones

Las observaciones se realizaron con el telescopio de 30 m de diámetro de I.R.A.M. situado en Pico de Veleta (Granada). La transición rotacional  $J = 2 \rightarrow 1$  fue observada con el receptor 1.3mm SIS sintonizados en banda lateral única con una atenuación de la banda imagen de  $\sim 8$  dB. La temperatura de ruido del receptor a la frecuencia en reposo de la línea fue 300 K. El tamaño del haz a media potencia fue de  $12''$ . El espectrómetro utilizado en estas observaciones fue un banco de filtros de  $512 \times 1$  MHz. El procedimiento de observación fue conmutación en posición, utilizando como posición de referencia un punto fijo situado a  $900''$  en ascensión recta, tomándose un espectro en dicha posición por cada cinco observaciones sobre la fuente. Los tiempos de integración fueron 20 s sobre la nube y 45 s sobre la referencia. La puntería fue comprobada frecuentemente sobre fuentes cercanas de continuo, siendo los errores menores que  $4''$ . La calibración se realizó por el procedimiento estandar del método del *chopper wheel*.

### 4.2 Resultados

En la figura 4.1 se muestra el mapa de la intensidad de la línea de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO integrada entre  $-100$  y  $100 \text{ km s}^{-1}$ . La región cartografiada y el muestreo realizado en esta transición coincide en extensión espacial con el mapa realizado en la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  del  $\text{HC}_3\text{N}$  (descrito en el capítulo 3). El ruido ( $\sigma$ ) es de 0.4 K y al igual que para otras moléculas y transiciones, los puntos de la figura 4.1 representan las posiciones en las que se tomaron los datos, los *offsets* son relativos a la posición de IRc2 y el haz del telescopio a esta frecuencia está representado por el círculo negro situado en la esquina inferior izquierda.

El mapa de la intensidad integrada exhibe fundamentalmente dos condensaciones, las asociadas a las fuentes IRc2 y S6. En la figura 4.2 se presentan dos espectros tomados en la dirección de las mismas. La condensación más prominente es la correspondiente a IRc2, su elevada in-

tensidad integrada es debida en gran parte a la emisión procedente de las alas intensas de alta velocidad y por la componente del *hot core*, el máximo de esta emisión se encuentra en una posición desplazada  $6''$  al oeste y  $8''$  al norte con respecto a IRc2. La segunda condensación se sitúa aproximadamente  $100''$  al sur de IRc2 y coincide con la posición de la fuente denominada como “S6” en la terminología de Batrla *et al.* (1983), también conocida como Orión–Sur (Ziurys *et al.*, 1990). Sin embargo, el aspecto más importante que muestra esta cartografía es la correlación espacial existente entre la emisión procedente de la región H II y la del gas ambiente y en particular con los frentes de ionización producidos por la región H II. En el mapa de área integrada de la emisión en la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO (figura 4.1) se señalan las estructuras más relevantes de la nube molecular en dicha transición tales como los mencionados frentes de ionización norte y sur (también conocido como “barra óptica”). Prácticamente paralelo a este último frente de ionización y situado unos minutos de arco un poco más al norte aparece un filamento en la dirección noreste–suroeste denotado en la figura 4.1 como “Filamento–S” y al que también nos referiremos como “SF” indistintamente.

La morfología de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO a gran escala es muy compleja y, como se discutirá más adelante en las secciones 4.3, 4.4.1 y 4.9.1, parece estar dominada por la región H II y/o por los objetos jóvenes situados detrás de ella (flujos bipolares asociados a IRc2 y a S6) dependiendo de los intervalos de velocidades que se consideren. De esta manera, las velocidades más extremas, entre  $-110$  y  $-30 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $45$  y  $105 \text{ km s}^{-1}$ , claramente muestran el gas perturbado por IRc2 y Orión–S tal y como se mostrará en las secciones 4.3 y 4.4.1. Las velocidades “moderadamente” altas, es decir las comprendidas entre  $-30$  y  $0 \text{ km s}^{-1}$ , para el ala azul, y las correspondientes del ala roja entre  $30$  y  $45 \text{ km s}^{-1}$ , siguen mostrando esta tendencia exhibiendo fundamentalmente emisión alrededor de las dos fuentes anteriormente mencionadas (ver figuras 4.40, 4.43 y 4.44). No obstante, estas velocidades moderadas tanto positivas como negativas evidencian estructuras en forma de condensaciones aisladas y filamentos (alguno de ellos incipientes) cuyo origen podría estar relacionado con la región H II o con la interacción de ésta con la nube ambiente y los objetos jóvenes situados detrás de ella (ver sección 4.10). Por otra parte, las velocidades “bajas” (o lo que es lo mismo cercanas a la del gas ambiente) entre aproximadamente  $1$  y  $25 \text{ km s}^{-1}$  presentan claramente emisión muy extensa cuya morfología está dominada por la región H II (ver figuras 4.41 y 4.42).

El análisis detallado de la emisión de CO se realizará centrándonos principalmente tres aspectos:

- La emisión de alta velocidad del gas neutro en las cercanías de IRc2.
- La emisión de alta velocidad del gas neutro en las cercanías de S6.
- La cartografía a gran escala de la región y la interacción entre la región H II y el gas neutro.

Destacaremos también la existencia de pequeñas condensaciones con gran velocidad (“proyectiles” o *bullets*) que parecen ser disparadas desde puntos o regiones cercanas a la zona del Trapecio, S6 y a los frentes de ionización.

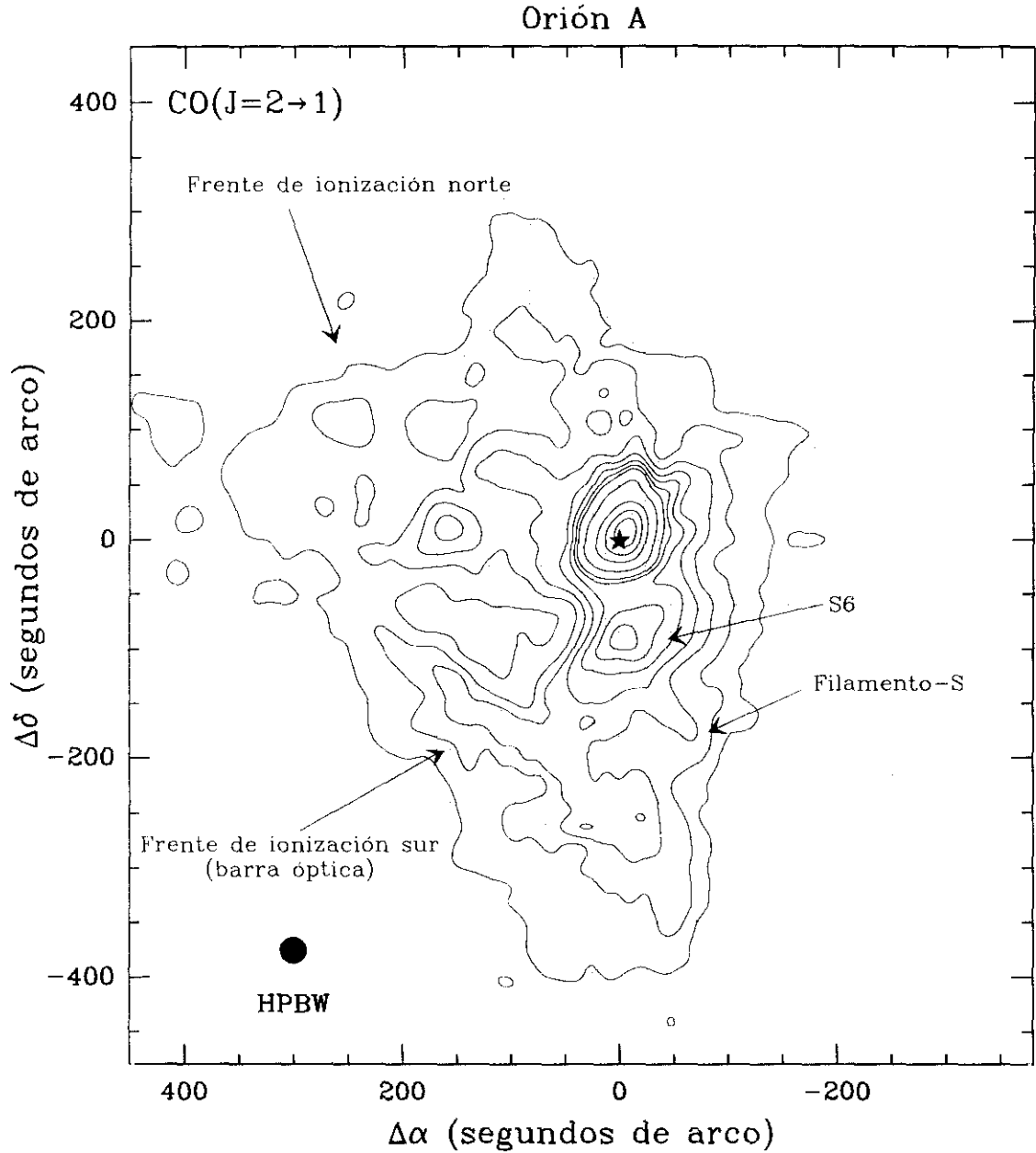


Figura 4.1: Mapa de intensidad integrada de la transición  $J = 2 - 1$  del CO en la dirección de Orión A. Los intervalos en los ejes son relativos a la posición de IRe2 ( $\alpha(1950)=5^h 32^m 47.0^s$ ,  $\delta(1950)=-5^\circ 24' 23.6''$ ) representada en el dibujo por una estrella de color negro. Los puntos muestran las posiciones donde fueron tomados los espectros y el haz a media potencia del telescopio se representa por el círculo situado en la esquina inferior izquierda de la figura. El primer nivel corresponde al 5.5% del máximo de la emisión ( $3111 \text{ K km s}^{-1}$ ) siendo la distancia entre los siete primeros niveles del 2%. El octavo nivel corresponde al 25% del máximo siendo la distancia entre el resto de niveles del 20%. En la figura también se indican mediante flechas las posiciones de las estructuras más relevantes de la nube en esta transición.

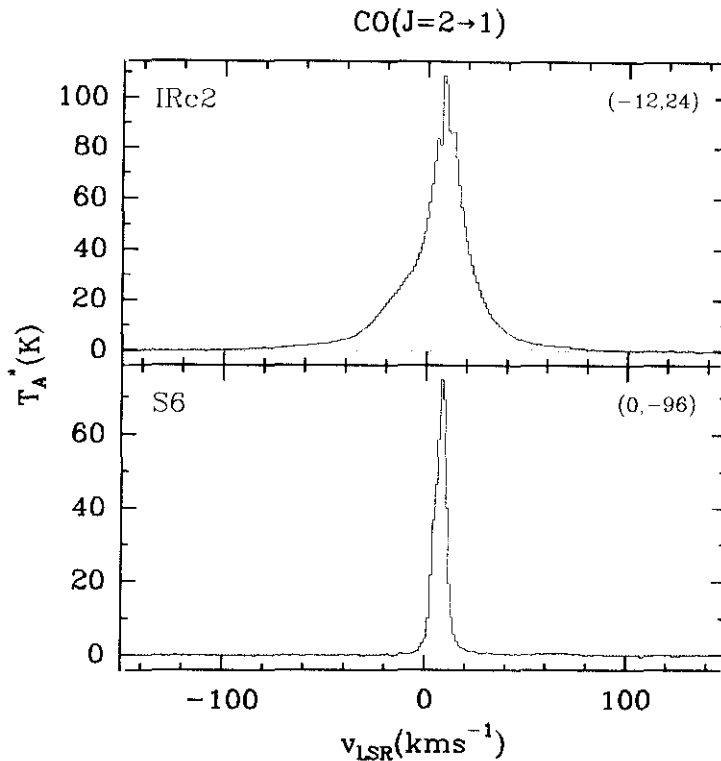


Figura 4.2: *Perfiles de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  en la dirección de las dos condensaciones más prominentes de la región de Orión A en esta transición.*

### 4.3 El gas de muy alta velocidad en las cercanías de IRC2

#### 4.3.1 Morfología

La figura 4.3 muestra los espectros de la transición rotacional  $J = 2 \rightarrow 1$  tomados en la dirección de tres regiones cada una de ellas caracterizada por el perfil de su emisión. El espectro “a)” de esta figura, con coordenadas  $(0'', 240'')$  con respecto a IRC2, exhibe únicamente la emisión procedente de la nube ambiente. Este espectro es relativamente estrecho ( $5 \text{ km s}^{-1}$  de anchura a mitad de la intensidad) y su emisión (entre ceros de la intensidad) se extiende desde 1 hasta  $18 \text{ km s}^{-1}$ . El espectro cuya posición con respecto a IRC2 viene dada por las coordenadas  $(0'', 72'')$  (panel “b)” de figura 4.3), está tomado en un punto situado cerca de uno de los bordes de la región H II. Este espectro en comparación con el anterior muestra una asimetría en el perfil con un “exceso” de emisión a ambos lados del centro de la línea. Esta asimetría como se discutirá en la sección 4.10, proviene de la interacción de la región H II con la nube ambiente. El último espectro mostrado en la figura 4.3 (panel “c)”) está tomado en la dirección de un punto cercano a IRC2, en el interior de la región conocida como nebulosa KL (ver sección 2.2.1). El perfil de este espectro además de mostrar claramente el gas ambiente, exhibe una fuerte asimetría presentando sendas alas, azul y roja, que hacen que la emisión se extienda por un intervalo de velocidades del orden de  $200 \text{ km s}^{-1}$  (ver capítulo 2). Tradicionalmente este ensanchamiento se ha atribuido



a un flujo bipolar originado en las cercanías de la fuente IRc2. El flujo bipolar estaría situado justo detrás de la nebulosa M 42, en las proximidades de la interfase nube ambiente—región H II, y por tanto la emisión del gas de la zona debe presentar los rasgos característicos de la nube ambiente, del flujo bipolar y de la propia región H II.

El objeto de esta sección es el estudio del gas de altísima velocidad producido por el flujo o flujos bipolares que se encuentran en la zona de la nebulosa KL. La complejidad cinemática de esta región hace difícil la elección de un criterio que permita separar las diferentes componentes (gas ambiente, flujos bipolares, región H II) que aparecen sobre un mismo espectro y que producen emisión sobre intervalos de velocidades muy distintos que en algunos casos, como se ha mostrado anteriormente, puede llegar hasta  $200 \text{ km s}^{-1}$ . La separación de cada una de estas componentes que forman el perfil total de la línea puede realizarse por medio del ajuste de gaussianas centradas a las velocidades típicas de cada una de ellas. Sin embargo, este procedimiento no es el más acertado ya que, en primer lugar sólo está relativamente bien determinada la velocidad central de la emisión ambiente (entre 8 y  $10 \text{ km s}^{-1}$ ) y en segundo lugar, no todas las posiciones presentan perfiles gaussianos, y para aquellas posiciones en las que se pueden ajustar gaussianas, existe una gran incertidumbre en cuanto a la anchura de las mismas. No obstante, puesto que las velocidades terminales de las líneas para posiciones cuya emisión puede ser considerada producida únicamente por el gas ambiente más el efecto de la región H II no excede de  $30 \text{ km s}^{-1}$  (con respecto a la nube ambiente), ver figura 4.3a y 4.3b, consideraremos que la emisión proveniente del gas de alta velocidad generado por el material barrido por los vientos desarrollados por las estrellas jóvenes, sea el responsable de la emisión a velocidades  $|v_{\text{LSR}} - v_0| > 30 \text{ km s}^{-1}$ , donde  $v_0$  es la velocidad ambiente ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ).

Los mapas de intensidad integrada por intervalos de velocidad de  $10 \text{ km s}^{-1}$  para las velocidades más extremas (superiores a  $30 \text{ km s}^{-1}$ ) se presentan en las figuras 4.4 (ala azul) y 4.5 (ala roja). Estos mapas muestran por primera vez la distribución espacial del gas de muy alta velocidad ( $|v_{\text{LSR}}| > 60 \text{ km s}^{-1}$ ) ampliando aproximadamente en  $30 \text{ km s}^{-1}$  el rango de velocidades mostrado en los mapas de Wilson *et al.* (1986a), último estudio realizado hasta la fecha. Esta emisión de muy alta velocidad es extensa, alcanzando un diámetro aproximado de  $75''$  para las velocidades moderadamente elevadas (ver en las figuras 4.4 y 4.5 la emisión a las velocidades comprendidas entre  $-80$  y  $-30 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $45$  y  $55 \text{ km s}^{-1}$  respectivamente).

Para ambas alas, la emisión de alta velocidad se concentra alrededor de la nebulosa KL. El máximo de la emisión del ala azul aparece siempre al noroeste de IRc2 alejándose de esta fuente y acercándose al máximo de la emisión de  $\text{H}_2^*$  conforme la velocidad se va haciendo más negativa, mientras que para el ala roja la posición del máximo está menos definida aunque también se sitúa al noroeste de IRc2 y cerca del máximo sur de  $\text{H}_2^*$ . La emisión del ala azul se extiende hasta velocidades de aproximadamente  $-110 \text{ km s}^{-1}$ . La distribución espacial del gas que se mueve con velocidades comprendidas entre  $-110$  y  $-80 \text{ km s}^{-1}$  es prácticamente circular. Sin embargo, esta estructura va deformándose en la dirección noroeste→sureste a medida que va disminuyendo el módulo de la velocidad. También se observa como los niveles más bajos de la intensidad integrada por intervalos de velocidades delimitan ciertos filamentos algunos de los cuales aparecen con mayor claridad en velocidades más cercanas a la del ambiente (ver sección 4.9.1) y son conocidos como *streamers* (Hasegawa, 1985; White, 1989). La emisión en la región roja del espectro se extiende hasta velocidades de  $105 \text{ km s}^{-1}$ . La forma de esta emisión es ovalada en la dirección sureste→noroeste distribuyéndose aproximadamente por la misma región

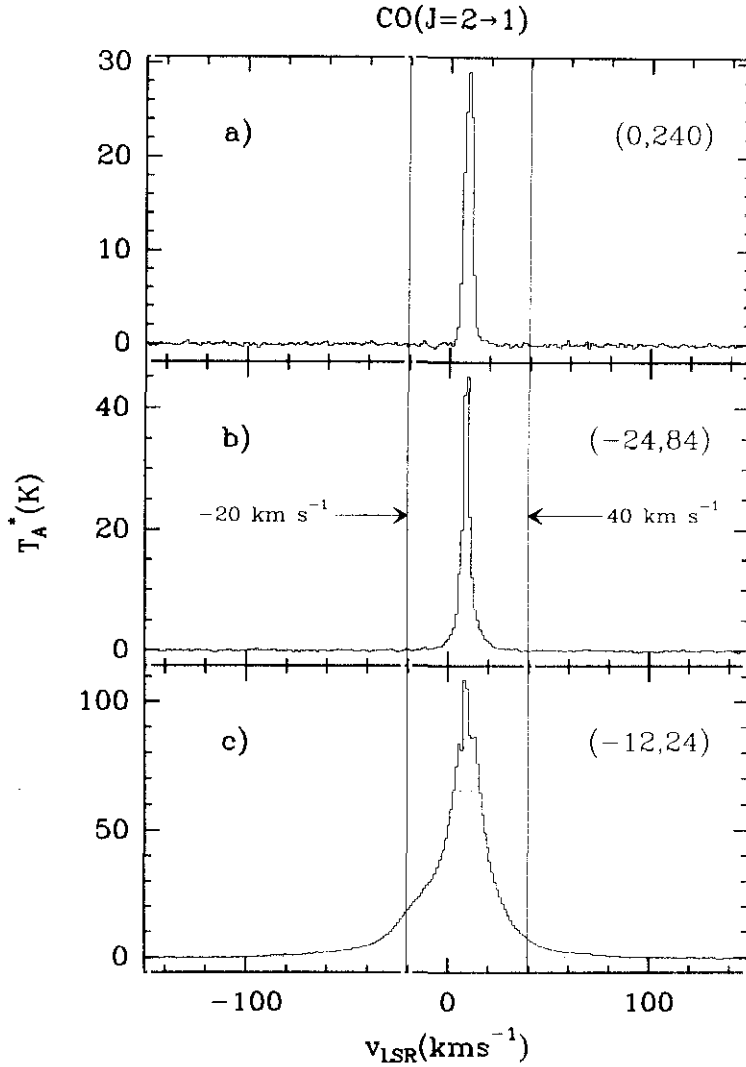


Figura 4.3: Perfil de la línea de emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO en la dirección de tres puntos de la región de Orión A caracterizados por sus componentes. Las posiciones (relativas a IRc2) donde fueron tomados estos espectros aparecen en la esquina superior derecha de cada marco. El espectro a) muestra la emisión correspondiente al gas ambiente. El espectro b) muestra como la nube ambiente es perturbada por la región H II produciendo un ensanchamiento en el perfil de la línea. Finalmente el espectro c) exhibe emisión sobre un intervalo de velocidades del orden de  $200 \text{ km s}^{-1}$ . Este ensanchamiento del perfil es atribuido, entre otros agentes, a un flujo bipolar centrado en la fuente IRc2. El intervalo definido por las líneas verticales muestran la región del espectro dominada por la emisión de la nube ambiente y por los efectos de la región H II. La emisión que se encuentra fuera de este intervalo ( $v_{\text{LSR}} < -20 \text{ km s}^{-1}$  y  $v_{\text{LSR}} > 40 \text{ km s}^{-1}$ ) se puede asegurar que procede únicamente del flujo (o flujos) centrado en IRc2.

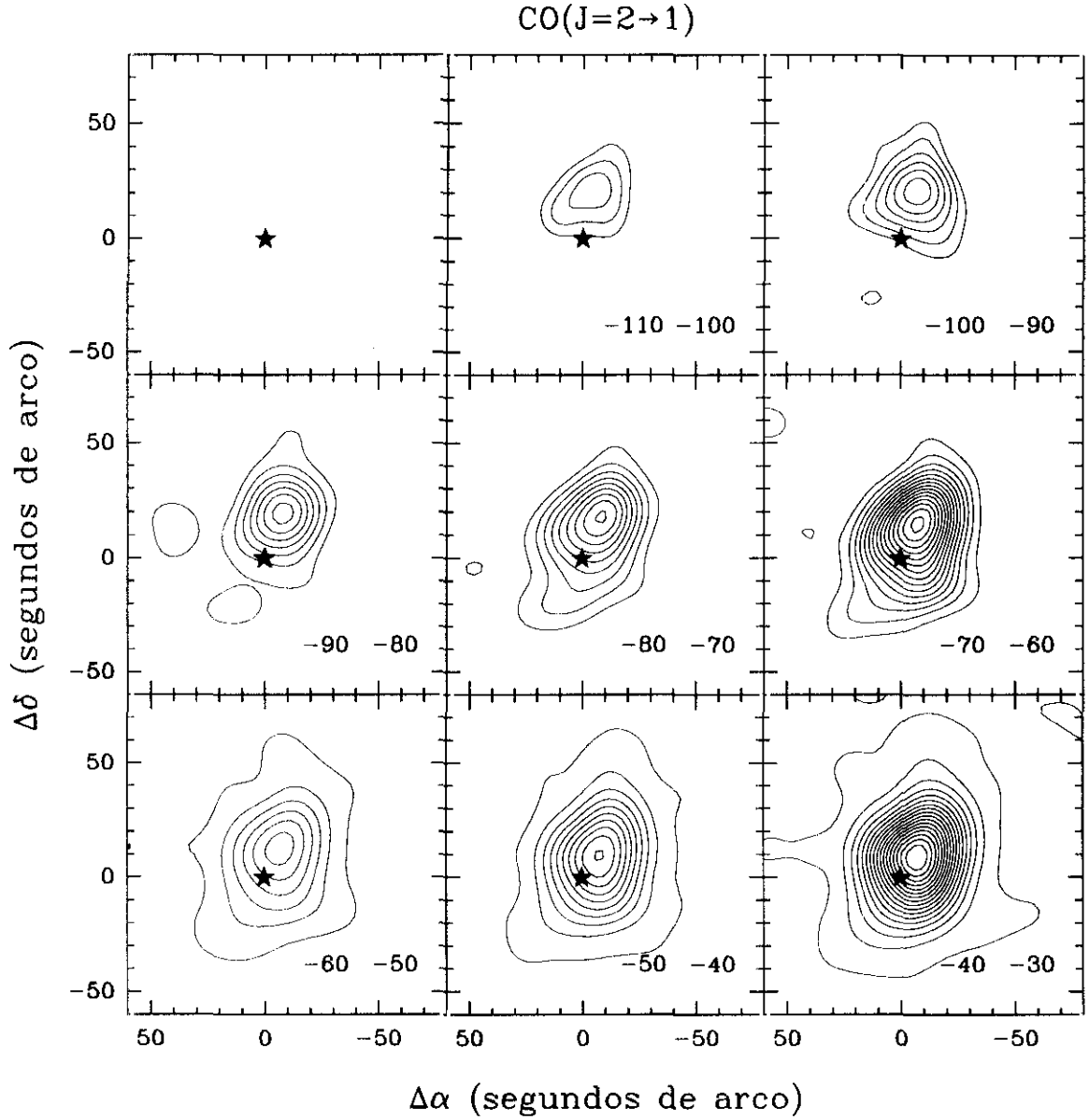


Figura 4.4: Mapa de intensidad integrada en distintos intervalos de velocidades del ala azul de la línea de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO en la dirección de Orión A. Los intervalos en los ejes son relativos a la posición de IRc2 ( $\alpha(1950)=5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 47.0^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950)=-5^{\circ} 24' 23.6''$ ), representada en cada panel por una estrella. En el panel superior derecho los puntos representan las posiciones en las que fueron tomados los datos. Los intervalos de velocidades en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , aparecen en la esquina inferior derecha de cada recuadro. Para todos los paneles el primer nivel es  $1 \text{ K km s}^{-1}$ . La distancia entre niveles varía de un panel a otro siendo de  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$  en los dos situados en la parte superior de la figura, de  $1 \text{ K km s}^{-1}$  en los tres centrales, y de  $4 \text{ K km s}^{-1}$  en los tres situados en la parte inferior.

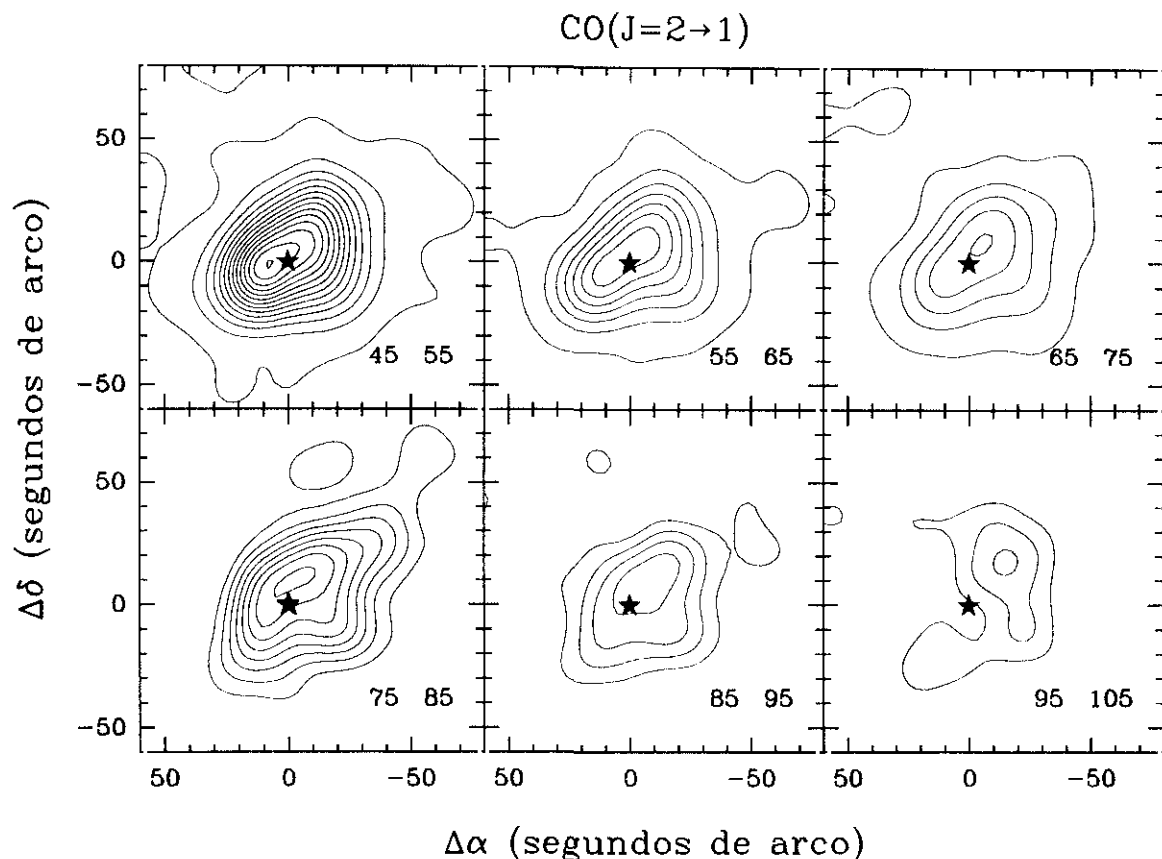


Figura 4.5: Mapa de intensidad integrada en distintos intervalos de velocidades del ala roja de la línea de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO en la dirección de Orión A. Los intervalos en los ejes son relativos a la posición de IRc2 representada en cada panel por una estrella. Las posiciones en las que se tomaron los datos son las mismas que aparecen en el panel superior derecho de la figura 4.4. Los intervalos de velocidades en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , aparecen en la esquina inferior derecha de cada recuadro. Para todos los paneles el primer nivel es  $1 \text{ K km s}^{-1}$ . La distancia entre niveles varía de un panel a otro siendo de  $4 \text{ K km s}^{-1}$  en los tres situados en la parte superior de la figura y de  $1 \text{ K km s}^{-1}$  en los situados en la parte inferior.

ocupada por el ala azul. Para las velocidades más extremas (entre  $95$  y  $105 \text{ km s}^{-1}$ ) el núcleo de emisión se rompe en dos condensaciones, la menos intensa y de menor tamaño espacial se sitúa unos  $20''$  al sureste de IRc2 mientras que el máximo de emisión de la más intensa se encuentra a unos  $20''$  al noroeste de IRc2.

La distribución espacial del gas de alta velocidad en función de la velocidad terminal se ha representado en la figura 4.6. En esta figura se observa como esta distribución es similar en ambas alas y está concentrada en una región con forma de elipse centrada aproximadamente en el punto de coordenadas  $(-4'', 4'')$  con respecto a IRc2, cuyos semiejes mayor y menor miden  $54''$  y  $41''$  respectivamente y está inclinada con respecto al ecuador  $45^\circ$ . Esta geometría sería consistente con la de un flujo bipolar cuyo eje estaría orientado aproximadamente en la dirección de la línea de mira. Las velocidades más extremas para el ala azul se sitúan alrededor del punto de coordenadas  $(-3'', 20'')$  con respecto a IRc2. A diferencia del ala azul, el ala roja distribuye los valores máximos de las velocidades terminales sobre tres regiones situadas alrededor de IRc2 estando el valor más extremo en el punto de coordenadas  $(24'', -23'')$ .

En la figura 4.7 se presentan conjuntamente la emisión para las velocidades comprendidas entre  $-40$  y  $-30 \text{ km s}^{-1}$ , y entre  $45$  y  $55 \text{ km s}^{-1}$ . El máximo de la emisión en el intervalo de velocidades negativas se encuentra en la posición  $(-6'', 8'')$ , mientras que para las velocidades positivas se sitúa en  $(8, 0)$  lo que evidencia cierto grado de bipolaridad para los intervalos de velocidades más bajas. No obstante, este efecto no se mantiene de una manera clara para todo el rango de velocidades ya que al ir aumentando el módulo de la velocidad las posiciones de ambos máximos van acercándose entre sí, y aunque para los intervalos de velocidades más extremas no son coincidentes, para el resto de velocidades la resolución del telescopio no permite distinguir entre dos posiciones diferenciadas para los valores máximos de cada ala. En la figura 4.8 se presentan conjuntamente la emisión integrada a los intervalos de velocidades más extremas (entre  $-110$  y  $-100 \text{ km s}^{-1}$ , para el ala azul y entre  $95$  y  $105 \text{ km s}^{-1}$ , para el ala roja). El máximo de la intensidad integrada para el ala azul se encuentra en la posición  $(-4'', 20'')$  con respecto a IRc2, siendo para el ala roja de  $(-15'', 17'')$ . La posición media entre ambos máximos se encuentra en un punto de coordenadas  $(-9'', 18'')$  con respecto a IRc2. Así pues, si bien a velocidades intermedias el material barrido por el flujo presenta un carácter bipolar entorno a IRc2, a muy altas velocidades se concentra alrededor de un punto situado al norte, entre las fuentes IRc9 e IRc2 coincidiendo con la posición de una fuente de emisión intensa a  $2.2 \mu\text{m}$ , posiblemente un objeto en la fase de pre-secuencia principal (Londsdale *et al.*, 1982).

La figura 4.9 muestra como se distribuyen las posiciones de los máximos de la intensidad integrada en los intervalos de velocidades mostrados en las figuras 4.4 y 4.5. La totalidad de los máximos correspondientes a los intervalos de velocidades del ala azul se sitúan en una región que se encuentra entre las fuentes IRc2 e IRc9. Por otra parte, las posiciones de los máximos correspondientes al ala roja se distribuyen sobre dos regiones; al este de IRc2 se sitúan las velocidades más pequeñas, mientras que al noroeste de esta misma fuente y aproximadamente junto con los máximos del ala azul se encuentran las posiciones en los que el ala roja encuentra su máximo en la intensidad integrada para las velocidades más extremas.

En la figura 4.10 se muestra como varía la posición (distancia a IRc2) de los máximos de la emisión con la velocidad. Para ambas alas se puede observar como conforme crece el módulo de la velocidad, la distancia a IRc2 de los puntos en los que la emisión es máxima aumenta.

Además de la incertidumbre (en cuanto a velocidades se refiere) introducida por la propia

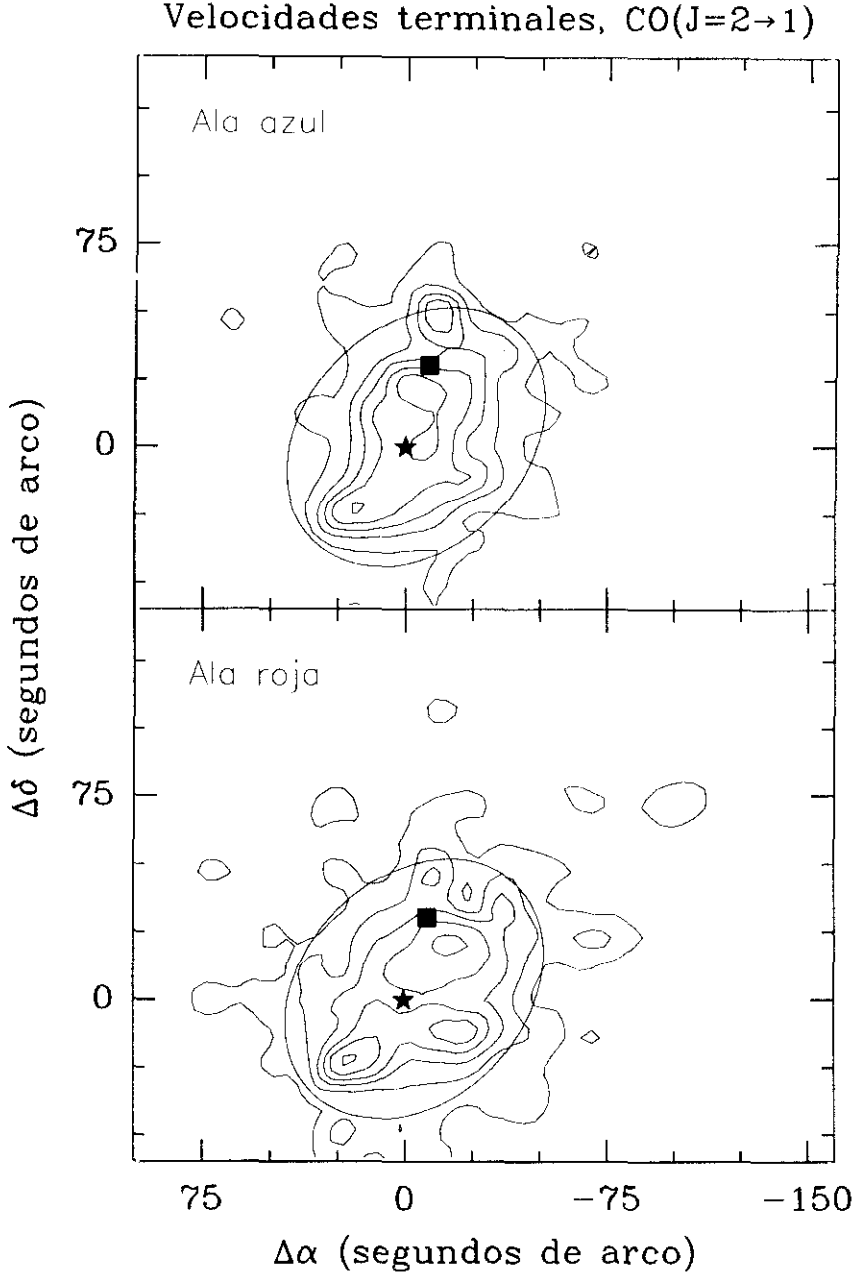


Figura 4.6: Distribución espacial de las velocidades terminales observadas en la dirección de Orión A en la línea de emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO. El panel superior corresponde al ala azul de la línea. El primer nivel corresponde a una velocidad de  $-30 \text{ km s}^{-1}$  siendo el intervalo entre niveles de  $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ . Los puntos representan las posiciones observadas. El panel inferior corresponde al ala roja. El primer nivel conecta aquellos puntos cuya velocidad  $v_{\text{LSR}}$  es de  $45 \text{ km s}^{-1}$ . La distancia relativa entre niveles es de  $20 \text{ km s}^{-1}$ . En ambos paneles la elipse muestra la región en el interior de la cual se observa emisión con alta velocidad, la estrella de cinco puntas representa la posición de IRC2, mientras que el cuadrado de color negro indica la de IRC9.

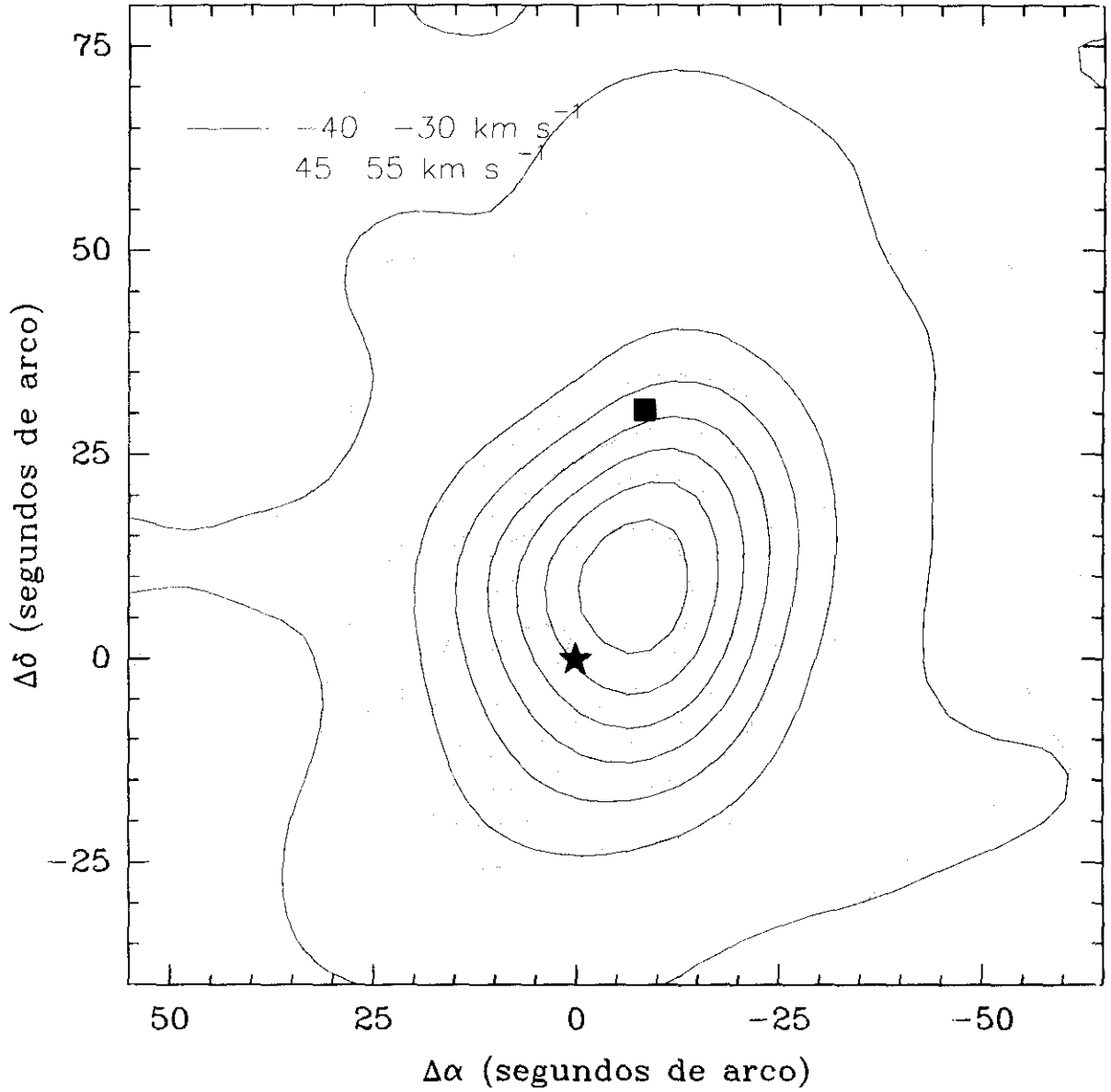


Figura 4.7: Emisión de la línea de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO en los intervalos de velocidades comprendidas entre  $-40$  y  $-30 \text{ km s}^{-1}$  (curvas de nivel de trazo continuo, y entre  $45$  y  $55 \text{ km s}^{-1}$  (curvas de nivel de trazo sombreado). Para ambos conjuntos de curvas, el primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de la línea de  $1 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $10 \text{ K km s}^{-1}$ . La estrella de cinco puntas representa la posición de IRc2 mientras que el cuadrado de color negro indica la posición de la fuente IRc9. La diferente posición de los máximos correspondientes a la emisión en estos dos intervalos de velocidades es indicativo de la existencia de una cierta “bipolaridad” con respecto a IRc2 en las velocidades más bajas.

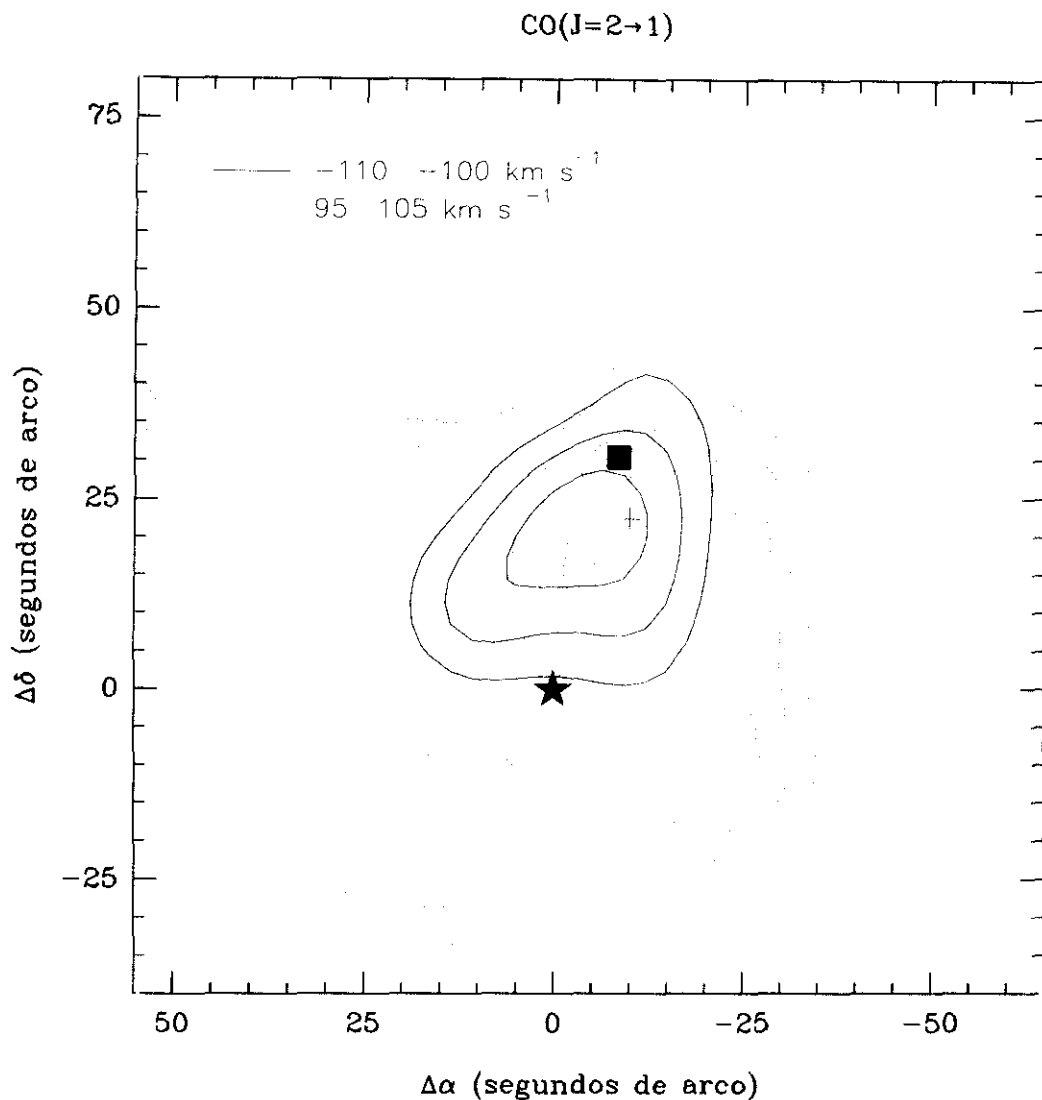


Figura 4.8: Cartografía de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO en la dirección del flujo bipolar asociado a IRc2 para los intervalos de velocidades  $-110$   $-100 \text{ km s}^{-1}$  (contornos de trazo continuo), y  $95$   $105 \text{ km s}^{-1}$  (contornos de trazo sombreado). El primer valor para ambos conjuntos de curvas de nivel es de  $1 \text{ K km s}^{-1}$  ( $>3\sigma$ ), siendo la distancia entre niveles de  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$ . La estrella de cinco puntas representa la posición de IRc2, el cuadrado de color negro indica la de IRc9 y la cruz la posición de un objeto intenso a  $2.2 \mu\text{m}$  (ver Lonsdale et al., 1982).



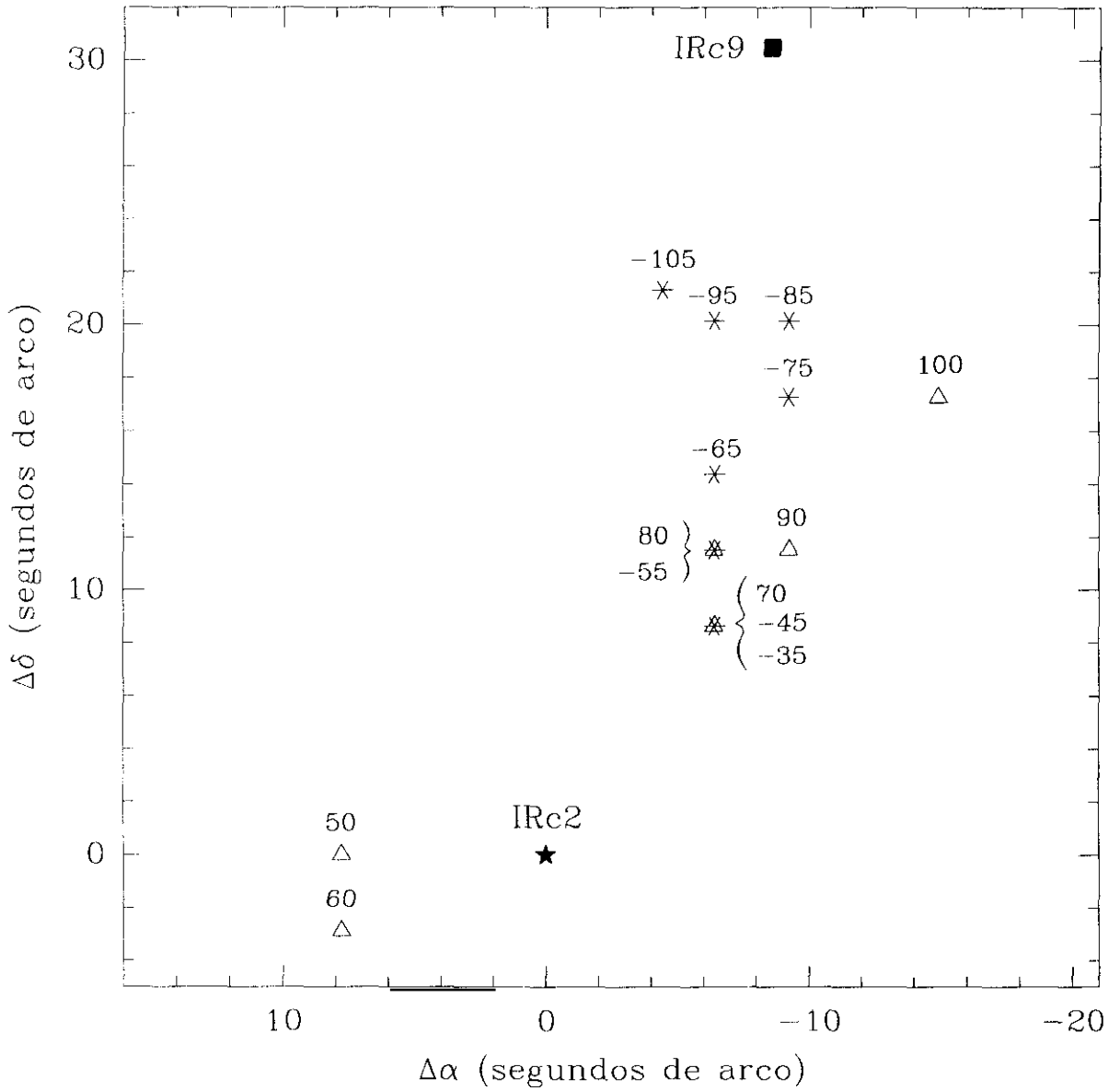


Figura 4.9: Posiciones de los máximos de la intensidad integrada en intervalos de velocidades de  $10 \text{ km s}^{-1}$  en las cercanías de IRc2. Los triángulos huecos indican las posiciones de los máximos correspondientes al ala roja, mientras que las estrellas de seis puntas las correspondientes al ala azul. Los números indican la velocidad media en  $\text{km s}^{-1}$  de los intervalos considerados. La estrella de cinco puntas representa la posición de IRc2, mientras que la posición de IRc9 se muestra mediante el cuadrado de color negro.

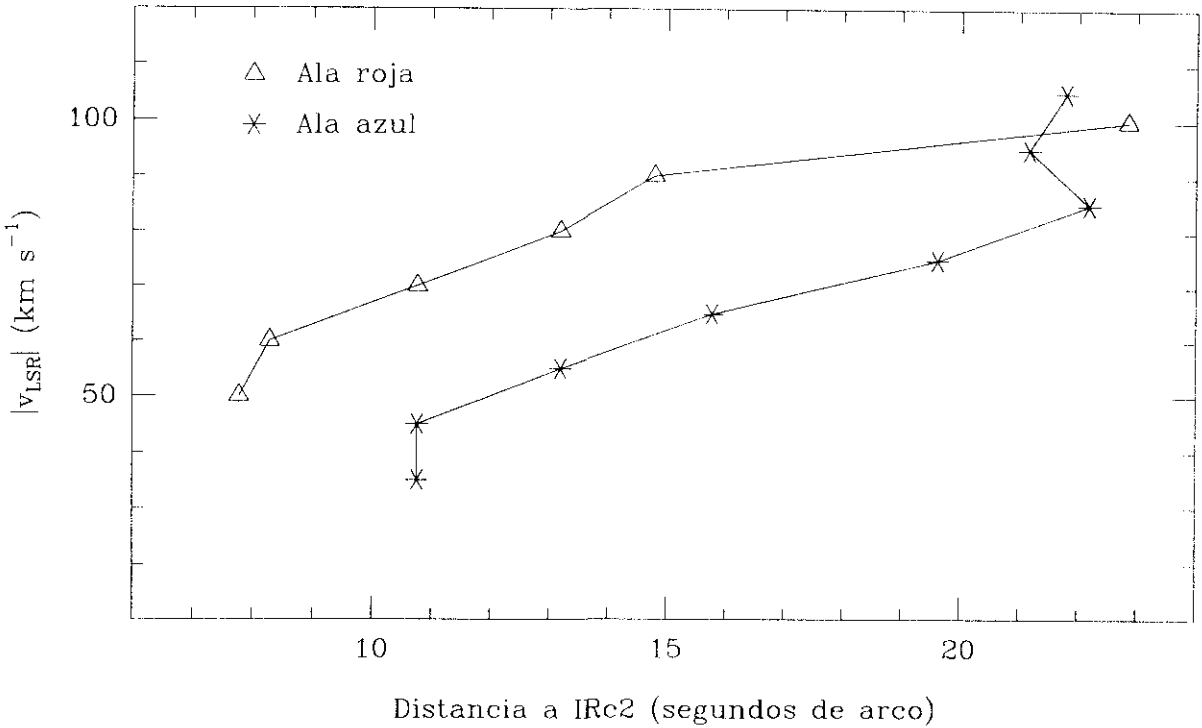


Figura 4.10: Velocidad del máximo de la intensidad integrada en intervalos de velocidades de  $10 \text{ km s}^{-1}$  frente a la distancia a IRc2. Los triángulos huecos indican las posiciones de los máximos correspondientes al ala roja, mientras que las estrellas de seis puntas las correspondientes al ala azul.

estructura de las líneas, existen otro tipo de problemas inherentes a la observación. Así, el haz del telescopio no puede representarse por una simple gaussiana, sino que se desvía de esta forma pues incluye lóbulos secundarios y lóbulos lejanos, estos últimos producidos por errores en la superficie (lóculo de error), bloqueo de la apertura y *spillovers*. De esta forma, cuando se cartografía una fuente puntual intensa un determinado porcentaje de la radiación captada al apuntar sobre una posición fija proviene de la emisión de otros puntos cercanos al que se está observando en ese momento y que se introduce por los lóbulos anteriormente mencionados. Por esta razón, cuando se estudian regiones cercanas a fuentes intensas con emisión es muy débil es imprescindible el conocimiento preciso del patrón de radiación del telescopio a las frecuencias de trabajo (230 GHz en nuestro caso). El patrón utilizado fue analizado realizando observaciones sobre una fuente de continuo intensa como es el caso de Júpiter.

En la figura 4.11 se presentan “barridos” en Ascensión Recta y Declinación, sobre la fuente mencionada anteriormente así como sobre Orión. En dicha figura la emisión de CO de la nube molecular proviene del intervalo de velocidades comprendido entre  $-40$  y  $-30 \text{ km s}^{-1}$ . El barrido de Júpiter en Declinación muestra una pronunciada asimetría hacia el sur producido por un efecto de “coma” así como un pedestal de aproximadamente  $140''$  de tamaño (entre “ceros” de intensidad) cuyo origen es el lóbulo de error anteriormente mencionado. El barrido en Ascensión Recta es más simétrico que el anterior y en él se puede observar como la emisión procedente del

lóbulo tiene una extensión de aproximadamente  $120''$ . Debido a que durante las observaciones el tamaño angular de Júpiter era del orden de  $40''$ , éste ocupaba por completo el haz principal a 230 GHz. Así pues, se puede considerar que la observación de Júpiter con el lóbulo “real” se separa de su forma ideal (convolución de una gaussiana de  $12''$  de anchura a media altura, con una función escalón de  $45''$  de anchura) a partir de aproximadamente  $25''$  hacia el sur y  $30''$  hacia el norte, para el barrido en Declinación, y  $25''$  hacia el este y el oeste para el barrido en Ascensión Recta. Según esto, y tal y como se puede observar en la figura 4.11, el porcentaje de la emisión que se introduce a través del lóbulo de error en la emisión de CO en las partes externas nunca es superior al 33%. Por tanto, se puede asegurar que los datos correspondientes a la emisión extensa de alta velocidad son reales y debidos a la fuente misma, y no un efecto producido por las imperfecciones del telescopio.

### 4.3.2 Estructura del gas de alta velocidad. Los “proyectiles”

Al contrario que en estudios anteriores, los datos aquí presentados muestran que los perfiles de las líneas de la emisión del CO en las cercanías de IRc2 son muy diversos. En la figura 4.12 se presentan algunos espectros con emisión en la región de alta velocidad tomados en la dirección de posiciones seleccionadas. En esta figura se puede observar como existe emisión a muy alta velocidad ( $|v_{\text{LSR}}| > 100 \text{ km s}^{-1}$ ) y con un perfil muy complejo para las distintas posiciones. El perfil de la línea correspondiente a la posición  $(-24'', 12'')$  es prácticamente simétrico siendo la anchura del intervalo de velocidades en el que existe emisión del orden de  $200 \text{ km s}^{-1}$ . Por otra parte, el espectro de la posición  $(24'', -12'')$  es más bien asimétrico, existiendo un “exceso” de emisión a  $60 \text{ km s}^{-1}$  en el ala roja frente a la del ala azul. Este espectro junto con los de las posiciones  $(-24'', -12'')$ ,  $(-36'', 12'')$  y  $(-36'', 24'')$  presenta una componente adicional en velocidades, similar a las observadas en algunos flujos bipolares y que se consideran que se originan en “proyectiles” expulsados en los procesos de eyección de materia por las estrellas jóvenes de baja masa. Mientras que en otros flujos bipolares estos “proyectiles” se encuentran claramente aislados espacialmente, y aparecen por parejas en el ala azul y roja, en el flujo de Orión-IRc2 esta situación no se observa, pues parece existir una cierta tendencia a que estos proyectiles se dieran preferentemente en la región roja del espectro. Esta cuestión será analizada en detalle y discutida en la sección 4.8. Especial atención también merece el perfil de la línea procedente de la posición  $(-12'', 48'')$  debido a su notoria asimetría en la emisión del gas de alta velocidad hacia el azul así como al hecho de no estar cerca de ninguna fuente infrarroja conocida.

### 4.3.3 Las condiciones físicas del gas de alta velocidad

Hasta ahora se ha prestado especial interés en el estudio del gas de alta velocidad a través de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO. Esto es debido a que esta transición es más ópticamente espesa que la  $J = 1 \rightarrow 0$  (ya que la opacidad de la línea es proporcional al número cuántico  $J$  del nivel superior de la transición), y como es de esperar que la emisión en las alas sea ópticamente delgada, la intensidad de transición  $J = 2 \rightarrow 1$  será mayor que la de la  $J = 1 \rightarrow 0$  (pues en este caso la temperatura de brillo es proporcional a la opacidad de la línea, ver ecuación 4.3).

Ahora bien, para estudiar las condiciones físicas del gas de alta velocidad es necesario conocer

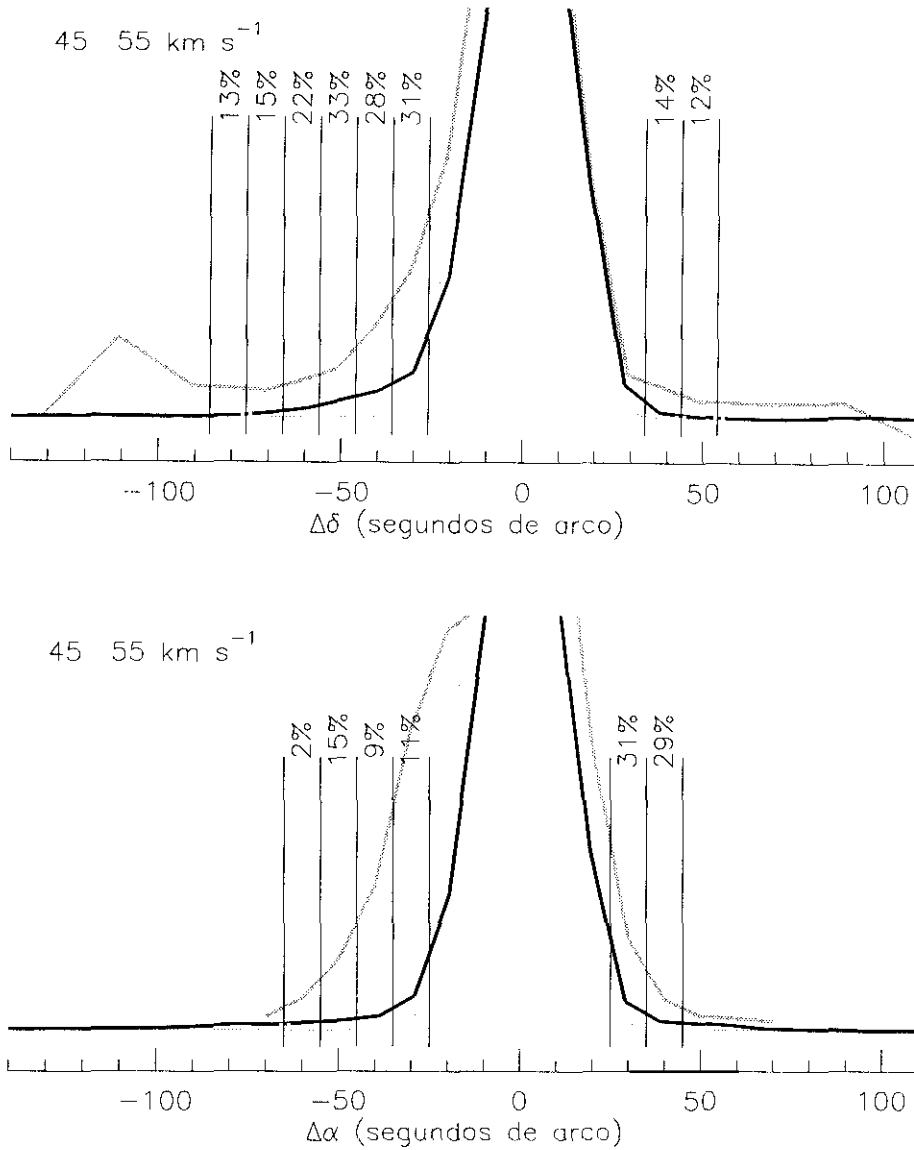


Figura 4.11: El lóbulo de error del telescopio de 30 m a 230 GHz. En el panel superior se presenta un barrido sobre Júpiter (tamaño angular aproximado 40'') en Declinación (trazo grueso de color oscuro), junto con un barrido del mismo tipo sobre Orión centrado sobre el máximo de la emisión para las velocidades comprendidas entre 45 y 55 km s<sup>-1</sup>. Las asimetrías mostradas por el barrido realizado sobre Júpiter son consecuencia de una aberración de "coma" y del lóbulo de error. Los errores introducidos por estas desviaciones se muestran por intervalos espaciales de 10'' marcados por las líneas verticales. El perfil trazado por los puntos corresponde a la convolución de una gaussiana de 12'' de anchura a media altura (haz del telescopio a 230 GHz con una función escalón de 40'' de tamaño (Júpiter)). El panel inferior muestra lo mismo que el superior salvo que los barridos se realizaron esta vez en Ascensión Recta.

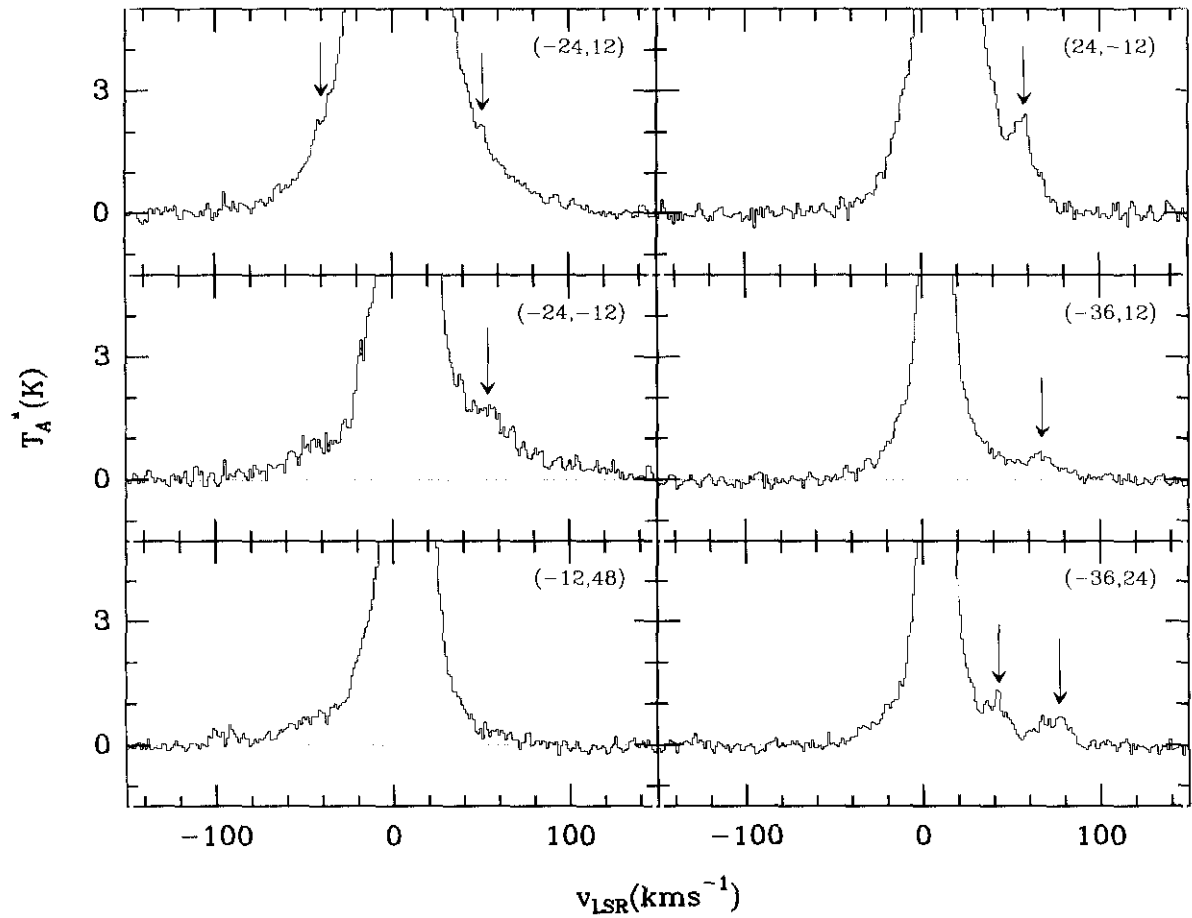


Figura 4.12: Perfil de la línea de emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO en la dirección de posiciones seleccionadas en las cercanías de IRc2. Las flechas indican la posición de componentes adicionales de la emisión similares a las que se observan en algunos flujos bipolares producidas por los llamados “proyectiles”.

el valor de la densidad de partículas ( $n_{\text{H}_2}$ ), la densidad de columna de la molécula estudiada, CO en este caso, ( $N(\text{CO})$ ) y la temperatura cinética ( $T_k$ ). Para realizar esta determinación se necesita a su vez saber como es la emisión en tres transiciones diferentes de CO. Sin embargo, se puede tener una muy buena estimación de las condiciones físicas sin más que realizar observaciones en dos transiciones distintas y suponer un valor para una de las variables.

Debido a que el momento dipolar del CO es muy pequeño ( $\mu = 0.11 \text{ D}$ ), sus líneas se “termalizan” a la temperatura cinética del gas para densidades de partículas del orden de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  y por tanto, la temperatura cinética del gas será igual a la de excitación de las transiciones observadas. Estas densidades son relativamente bajas, en particular la emisión de alta velocidad de Orión, presumiblemente procede de regiones con densidades típicamente superiores a las mencionadas y por tanto se puede considerar dicho gas está termalizado (ver por ejemplo Boreiko *et al.*, 1989; Boreiko & Betz, 1989; Graf *et al.*, 1990, donde se presentan, respectivamente observaciones en las transiciones rotacionales  $J = 17 \rightarrow 16$ ,  $J = 22 \rightarrow 21$  y  $J = 6 \rightarrow 5$  de CO). De esta forma, es posible calcular las condiciones físicas del gas observando únicamente dos transiciones y conociendo su temperatura de excitación (que será la misma para ambas si son dos transiciones cercanas y las suponemos termalizadas). En efecto, si consideramos una nube homogénea y una transición a la frecuencia  $\nu = (E_u - E_l)/h$ , donde  $E_u$  y  $E_l$  son las energías de los niveles superior e inferior entre los que se produce la transición respectivamente, la temperatura de brillo de la nube en dicha transición viene dada por:

$$T_{b\nu} = [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})] (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (4.1)$$

donde  $J_\nu(T) = h\nu/k(e^{h\nu/kT} - 1)$ ,  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación de la transición observada,  $\tau_\nu$  su opacidad a la frecuencia  $\nu$  y  $T_{bg}$  la temperatura de la radiación del fondo cósmico. Si la opacidad es muy elevada ( $\tau_\nu \gg 1$ )  $\exp(-\tau_\nu) \rightarrow 0$ , y la expresión de la temperatura de brillo queda:

$$T_{b\nu} = J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg}). \quad (4.2)$$

Por otra parte, si la emisión es ópticamente delgada ( $\tau_\nu \ll 1$ )  $1 - \exp(-\tau_\nu) \sim \tau_\nu$ , y en este caso la temperatura de brillo es:

$$T_{b\nu} = [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})]\tau_\nu. \quad (4.3)$$

Así, para el caso ópticamente espeso el cociente entre las temperaturas de brillo de dos transiciones con igual temperatura de excitación es aproximadamente igual a la unidad, mientras que para el caso ópticamente delgado se tiene que dicho cociente es igual al cociente entre las opacidades de las líneas. Teniendo en cuenta que la opacidad de la línea puede expresarse como:

$$\tau_\nu = \frac{c^3}{8\pi\nu^3} A_{ul} N_u \left( e^{h\nu/kT_{ex}} - 1 \right), \quad (4.4)$$

donde  $A_{ul}$  es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea y  $N_u$  la población del nivel superior.

Para el caso particular de las transiciones  $J = 2 \rightarrow 1$  y  $J = 1 \rightarrow 0$  de CO, la expresión del cociente entre opacidades es:

$$\frac{\tau(J = 2 \rightarrow 1)}{\tau(J = 1 \rightarrow 0)} = \left( \frac{\nu_{10}}{\nu_{21}} \right)^3 \frac{A_{21}}{A_{10}} \frac{N_2}{N_1} \left( \frac{e^{h\nu_{21}/kT_{ex}} - 1}{e^{h\nu_{10}/kT_{ex}} - 1} \right), \quad (4.5)$$

donde  $\nu_{10}$  y  $\nu_{21}$  son las frecuencias de las transiciones  $J = 1 \rightarrow 0$  y  $J = 2 \rightarrow 1$  respectivamente,  $A_{10}$  y  $A_{21}$  sus coeficientes de emisión espontánea y  $N_1$  y  $N_2$  las poblaciones del primer y segundo nivel respectivamente. Teniendo en cuenta la definición de temperatura de excitación

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{h\nu_{21}/kT_{ex}}, \quad (4.6)$$

donde  $g_1$  y  $g_2$  son las degeneraciones del primer y segundo nivel (3 y 5 respectivamente). Así,

$$\frac{\tau(J = 2 \rightarrow 1)}{\tau(J = 1 \rightarrow 0)} = \left( \frac{\nu_{10}}{\nu_{21}} \right)^3 \frac{A_{21}}{A_{10}} \frac{g_2}{g_1} \left( \frac{1 - e^{h\nu_{21}/kT_{ex}}}{e^{h\nu_{10}/kT_{ex}} - 1} \right), \quad (4.7)$$

y teniendo en cuenta que  $\nu_{21} = 2\nu_{10}$  y que para CO  $A_{21}/A_{10} = 9.6$ , se obtiene la siguiente expresión para el cociente entre opacidades:

$$\frac{\tau(J = 2 \rightarrow 1)}{\tau(J = 1 \rightarrow 0)} = \frac{2 \left( 1 - e^{(-h\nu_{21}/kT_{ex})} \right)}{e^{(h\nu_{10}/kT_{ex})} - 1}. \quad (4.8)$$

A partir de esta ecuación puede determinarse la temperatura de excitación siempre que se conozca el valor del cociente entre las opacidades de las dos líneas. En la figura 4.13 se representa la variación de la razón  $\tau(J = 2 \rightarrow 1)/\tau(J = 1 \rightarrow 0)$  frente a la temperatura de excitación, en la que se puede ver como el valor de este cociente tiende asintóticamente a cuatro conforme aumenta la temperatura de excitación. Para valores del cociente entre opacidades comprendidos entre 3 y 3.8 la temperatura de excitación se encuentra entre 30 y 160 K, correspondiendo una temperatura de excitación de 80 K a un valor de la razón entre opacidades de 3.6. En el caso ópticamente espeso la razón entre las intensidades de dos líneas es aproximadamente igual a la unidad mientras que en el caso ópticamente delgado este cociente es proporcional a la razón entre sus opacidades. Así pues, se puede determinar experimentalmente el valor de esta razón sin más que dividir la intensidad de ambas líneas, siempre que tengan la misma resolución angular. Con este fin se realizaron también observaciones en la transición rotacional  $J = 1 \rightarrow 0$  de la molécula de CO (115271.195 MHz). Sin embargo, esta emisión se encuentra contaminada por la línea de recombinación H 38 $\alpha$  (ver figura 4.15). Esta línea aparece centrada aproximadamente a  $-3.5 \text{ km s}^{-1}$ , tiene una intensidad ( $T_a^*$ ) máxima de 0.54 K y una anchura de unos  $23 \text{ km s}^{-1}$ . Esto significa que sólo las velocidades comprendidas entre  $-3$  y  $20 \text{ km s}^{-1}$  están afectadas débilmente por la emisión de esta línea y que la alta velocidad ( $|v_{\text{LSR}}| > 30 \text{ km s}^{-1}$ ) está libre de dicha contaminación.

En la figura 4.14 se presentan algunos espectros de la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  tomados en la dirección de algunas posiciones seleccionadas situadas en las cercanías de IRc2.

En la figura 4.15 se presenta el cociente entre las intensidades de las líneas  $J = 2 \rightarrow 1$  y  $J = 1 \rightarrow 0$  en la dirección de IRc2. Con el fin de tener la misma resolución espacial en las dos transiciones, los espectros de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  fueron diluidos a la resolución angular propia de un haz de  $21''$ .

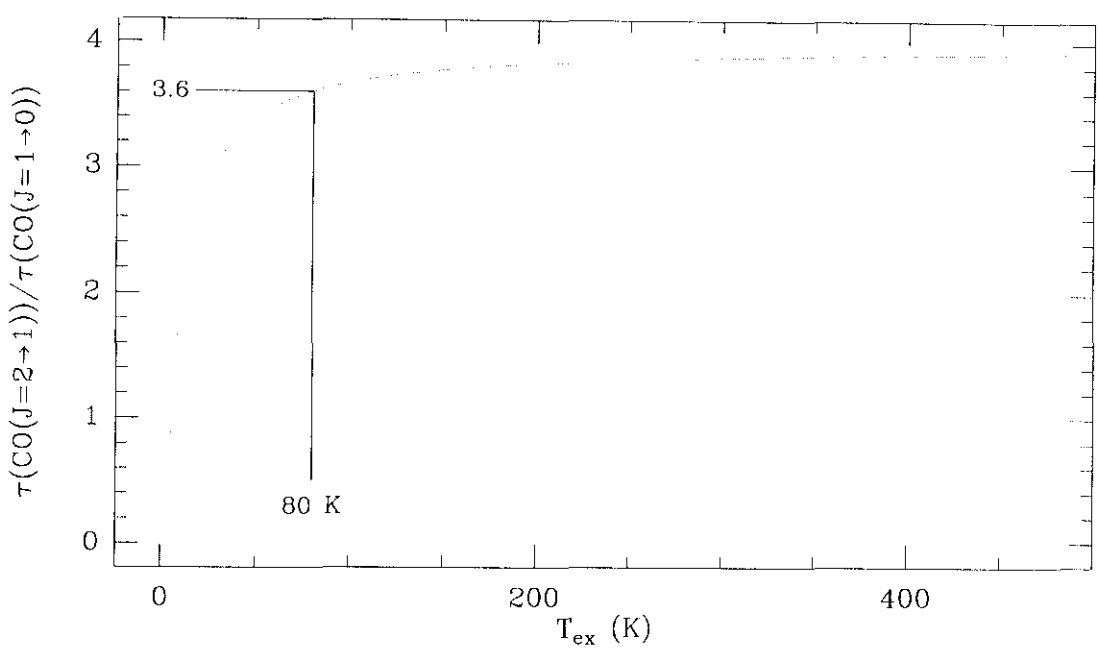


Figura 4.13: Variación de la razón entre las opacidades de las transiciones  $J = 2 \rightarrow 1$  y  $J = 1 \rightarrow 0$  frente a la temperatura de excitación.

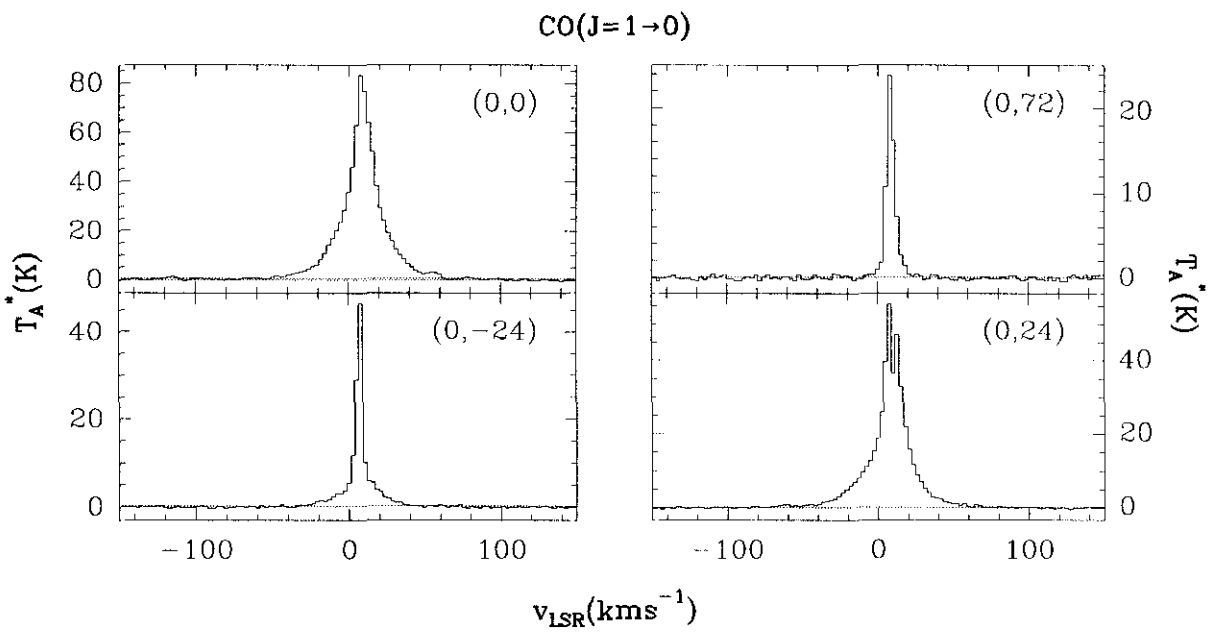


Figura 4.14: Perfil de la línea de emisión de la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  de la molécula de CO en la dirección de posiciones seleccionadas en las cercanías de IRc2.



Un problema adicional para realizar este cálculo proviene de la escala de temperaturas a utilizar. La emisión correspondiente a la nube ambiente es extensa con respecto al tamaño del haz (ver por ejemplo los mapas a gran escala en las velocidades comprendidas entre 0 y  $15 \text{ km s}^{-1}$  en la figura 4.41 y 4.42), pero no así la emisión procedente del gas de alta velocidad que prácticamente es “puntual” (ver las cartografías de las velocidades más extremas en las figuras 4.4 y 4.5). Por este motivo, para calcular el cociente de la emisión procedente de las dos transiciones, la escala de unidades que debe emplearse depende de la velocidad radial que se considere. Así, para las velocidades ambientes (emisión extensa) el sistema de unidades más adecuado es el de  $T_a^*$ . En este sistema, si la emisión es ópticamente espesa, la razón entre las intensidades de las líneas debe de ser aproximadamente igual a la unidad. Por otra parte, para el gas de más alta velocidad (emisión menos extensa que el tamaño angular del haz del telescopio a las frecuencias consideradas) el cociente debe de efectuarse en unidades de temperatura de haz principal ( $T_{\text{mb}}$ ). De esta manera, si las intensidades están expresadas en unidades de  $T_a^*$ , el factor de corrección por el que se debe multiplicar la razón entre las mismas es de 1.5. Este valor es el resultado de realizar el cociente entre la eficiencia del haz a 230 y la eficiencia a 115 GHz.

En la figura 4.15 se presentan los espectros obtenidos en la dirección de IRc2 en las transiciones  $J = 1 \rightarrow 0$  y  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO junto con el cociente entre las intensidades de ambas transiciones expresadas en unidades de  $T_{\text{mb}}$ . Sorprendentemente, esta razón presenta una distribución completamente simétrica alrededor de  $5 \text{ km s}^{-1}$  (aproximadamente la velocidad central de la nube). Esta extraordinaria simetría en el cociente entre las intensidades de las líneas es indicativo de que la posible alteración de los datos por emisiones de otras moléculas es despreciable.

Para las velocidades de la nube ambiente (entre 0 y  $15 \text{ km s}^{-1}$ ) se tiene la emisión de la componente extensa. La razón para estas velocidades es del orden de 1.5 (1 en la escala de  $T_a^*$ ) como cabría esperar de la emisión ópticamente espesa. A medida que la velocidad radial crece, el cociente entre las intensidades de las líneas aumenta hasta alcanzar valores cercanos a 2.7 en las velocidades radiales  $|v_{\text{LSR}}| \sim 50 \text{ km s}^{-1}$ . Esto es consistente con los resultados obtenidos por Snell *et al.* (1984) si se tienen en cuenta los efectos de la extensión de la emisión en la calibración.

Para velocidades radiales superiores a  $|v_0 - v_{\text{LSR}}| \sim 50 \text{ km s}^{-1}$  la razón vuelve a disminuir llegando a valores de tan sólo 1.5 a  $\pm 55 \text{ km s}^{-1}$ . Seguidamente el cociente alcanza un máximo de aproximadamente 4 para velocidades radiales cercanas a  $\pm 70 \text{ km s}^{-1}$ . Estos datos sugieren que el gas de alta velocidad es muy ópticamente delgado y muy caliente con temperaturas de excitación mayores que 80 K (ver figura 4.13). Así mismo existe un rango de velocidades (entre  $-60$  y  $-40 \text{ km s}^{-1}$ , y entre  $45$  y  $65 \text{ km s}^{-1}$ ; ver figura 4.15) en las que el gas es más frío y/o presenta opacidades mucho más elevadas.

### Determinación de la masa, el momento y la energía para el gas de muy alta velocidad

Suponiendo que es aplicable la aproximación de equilibrio térmico local (LTE), que la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO es ópticamente delgada en las alas de la línea, que la temperatura de excitación es 80 K y una relación de abundancia CO/H<sub>2</sub> estandar ( $\chi(\text{CO}) \sim 10^{-4}$ ), hemos obtenido el valor para la masa del gas de alta velocidad sumando la densidad columnar en cada posición del flujo. Los resultados obtenidos para cada posición se encuentran en la tablas 4.1, 4.2, 4.3 y 4.4.

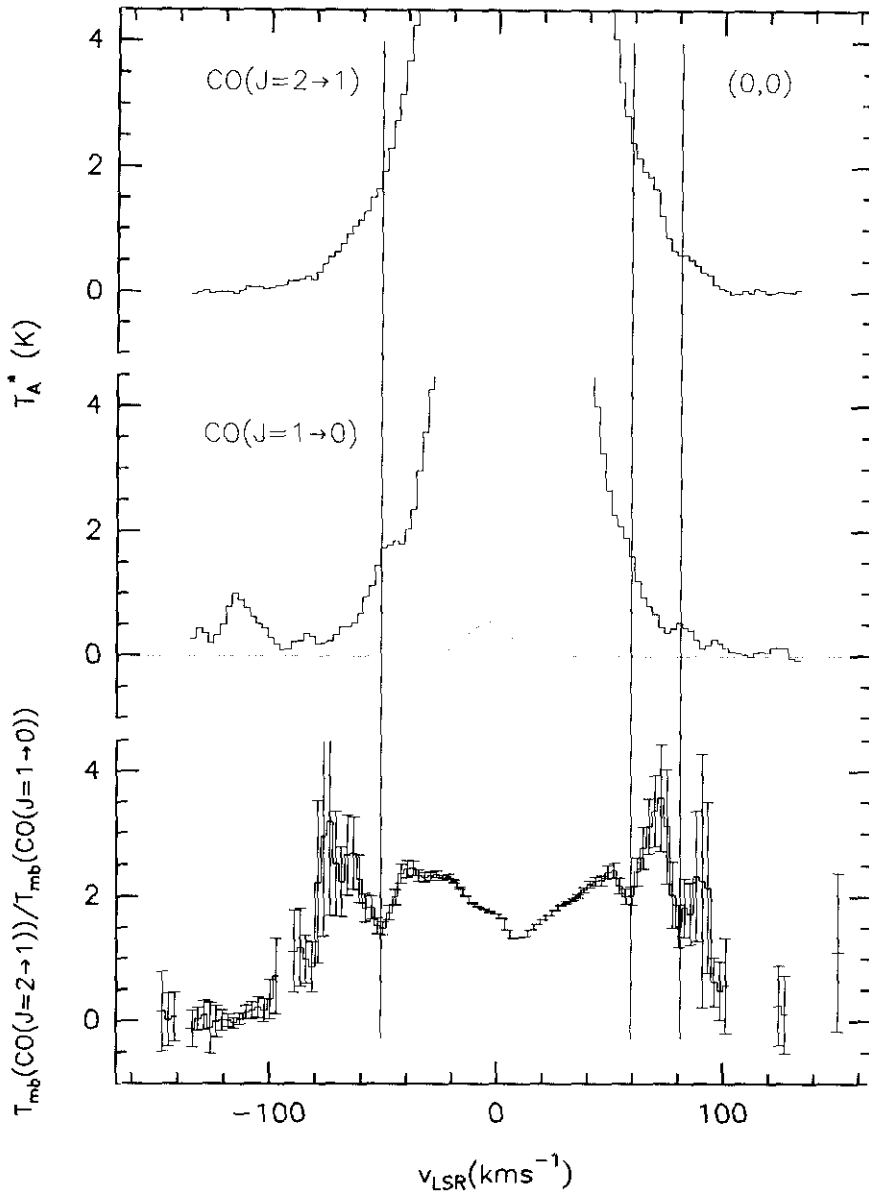


Figura 4.15: En el panel inferior se representa el cociente entre las intensidades de las líneas  $J = 2 \rightarrow 1$  y  $J = 1 \rightarrow 0$  de CO que aparecen en los paneles superior y central respectivamente. Si la emisión es ópticamente delgada este cociente coincide con el cociente entre opacidades (ver el texto en esta misma sección). Las líneas verticales están trazadas desde la posición en velocidades en las que el cociente es aproximadamente la unidad. Puede observarse como esa posición coincide con un aumento relativo de la intensidad en alguno de los perfiles de ambas transiciones. El trazo de puntos mostrado en el panel central representa la emisión de la línea de recombinación del hidrógeno  $\text{H } 38\alpha$ .

$T_{ex}=80.0$ K		Flujo asociado a IRc2. Ala azul			
<i>Offsets</i> ( $''$ )	$N(H_2)$ (azul) ( $\text{cm}^{-2}$ ) $\times 10^{21}$	Momento (azul) ( $M_\odot \text{cm}^{-2} \text{ km s}^{-1}$ ) $\times 10^{-34}$	Energía (azul) ( $M_\odot \text{cm}^{-2} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ ) $\times 10^{-33}$	área (azul) (K $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
(-48, 24)	0.28	0.10	0.11	26.3	-32 - 2
(-48, -12)	0.30	0.12	0.13	28.6	-37 - 2
(-36, 12)	0.75	0.32	0.42	70.3	-50 - 2
(-24, -36)	0.31	0.11	0.11	29.7	-32 - 2
(-24, 24)	0.71	0.26	0.25	66.6	-32 - 2
(-24, -12)	18.0	1.07	2.06	167	-89 - 0
(-12, -48)	0.22	0.08	0.08	20.9	-33 - 3
(-12, -36)	0.40	0.13	0.13	37.5	-32 - 3
(-12, -24)	1.15	0.56	0.76	107	-64 - 0
(-12, -12)	2.02	1.88	4.33	188	-92 - -14
(-72, 24)	0.30	0.12	0.13	28.2	-32 - 1
(-60, 36)	0.17	0.06	0.06	16.1	-31 - 2
(-48, 12)	0.47	0.19	0.20	44.1	38 - 1
(-48, 36)	0.29	0.13	0.15	27.1	33 - 0
(-48, 48)	0.30	0.11	0.11	28.7	31 - 1
(-36, 0)	0.50	0.21	0.26	46.9	-45 - 1
(-36, 12)	0.70	0.29	0.34	65.5	-46 - 1
(-36, 24)	0.78	0.31	0.35	72.9	-43 - 1
(-36, 36)	0.63	0.30	0.46	59.1	-62 - 1
(-24, 0)	2.13	1.27	2.03	198	65 - -3
(-24, 12)	2.34	1.88	3.83	218	-85 - -10
(-24, 24)	2.05	1.64	3.58	191	-91 - -8
(-24, 36)	1.27	0.66	1.08	118	-70 - 0
(-24, 48)	0.72	0.29	0.37	67.5	-47 - 2
(-12, 0)	1.99	2.39	6.72	185	-110 - -27
(-12, 12)	3.69	3.88	10.1	343	-110 - -20
(-12, 24)	5.63	5.03	12.1	523	-110 - -11
(-12, 36)	1.68	1.01	1.85	156	68 - 0
(-12, 48)	1.38	0.97	2.33	128	107 - -2
(-12, 72)	0.44	0.15	0.14	41.6	-35 - 2

Tabla 4.1: *Parámetros físicos del ala azul del flujo bipolar asociado a IRc2.*

$T_{ex}=80$ K		Flujo asociado a IRc2. Ala azul (continuación)			
$Offsets$ ( $''$ )	$N(H_2)$ (azul) ( $cm^{-2}$ ) $\times 10^{21}$	Momento (azul) ( $M_{\odot}cm^{-2} kms^{-1}$ ) $\times 10^{-34}$	Energía (azul) ( $M_{\odot}cm^{-2}km^2s^{-2}$ ) $\times 10^{-33}$	Área (azul) (K $kms^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $kms^{-1}$ )
(0,-36)	0.51	0.19	0.21	47.8	-35 - 3
(0, 24)	1.48	0.92	1.74	138	-83 - -1
(0,-12)	2.39	2.04	4.35	222	-101 - -13
(0,0)	1.76	1.94	5.05	164	-109 - 23
(0,12)	4.47	4.35	10.5	416	-98 - -17
(0,24)	1.38	1.66	5.35	128	121 - -17
(0,36)	1.40	0.65	0.82	130	-52 - -2
(0,50)	0.55	0.21	0.23	51.5	-48 - 1
(0,60)	0.35	0.14	0.17	32.7	-38 - 1
(12, 36)	0.32	0.15	0.18	30.4	37 - 0
(12, 24)	1.29	0.95	2.34	120	-105 - -1
(12,-12)	1.72	1.22	2.36	160	94 - -7
(12,0)	2.32	1.72	3.46	216	81 - -7
(12,12)	3.32	2.44	5.03	309	-91 - -5
(12,24)	1.85	0.99	1.54	172	-64 - 0
(12,36)	1.24	0.54	0.63	115	-37 - 0
(12,48)	0.42	0.15	0.15	39.0	-32 - 1
(24,-36)	0.29	0.12	0.14	27.6	-34 - 1
(24,-24)	0.92	0.67	1.76	85.9	-104 - 1
(24,-12)	0.84	0.38	0.47	78.5	-51 - 0
(24,0)	0.77	0.32	0.36	72.0	38 - 0
(24,12)	0.79	0.29	0.30	73.4	-38 - 1
(24,48)	0.57	0.20	0.24	53.4	-42 - 5
(24,72)	0.40	0.12	0.12	37.3	-33 - 5
(36,12)	0.56	0.23	0.29	52.7	38 - 2
(36,-24)	0.27	0.10	0.10	25.5	-31 - 1
(62,48)	0.22	0.07	0.06	20.7	-32 - 5
$N(H_2)$ (azul) ( $cm^{-2}$ )		Momento (azul) ( $M_{\odot}cm^{-2} kms^{-1}$ )	Energía (azul) ( $M_{\odot}cm^{-2}km^2s^{-2}$ )		
$1.19 \times 10^{22}$		$4.84 \times 10^{-33}$	$1.03 \times 10^{-31}$		

Tabla 4.2: *Parámetros físicos del ala azul del flujo bipolar asociado a IRc2 (continuación).*

$T_{ex}=80.0$ K		Flujo asociado a IRc2. Ala roja			
$Offsets$ (")	$N(H_2)$ (rojo) ( $cm^{-2}$ ) $\times 10^{21}$	Momento (rojo) ( $M_{\odot} cm^{-2} km s^{-1}$ ) $\times 10^{-34}$	Energía (rojo) ( $M_{\odot} cm^{-2} km^2 s^{-2}$ ) $\times 10^{-33}$	área (rojo) ( $K km s^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $km s^{-1}$ )
(-12, -60)	0.19	0.05	0.04	17.7	14 - 50
(-12, -48)	0.23	0.06	0.05	22.4	14 - 46
(-12, -36)	0.48	0.16	0.17	45.5	14 - 56
(-12, -24)	1.41	0.60	0.82	131	16 - 81
(-12, -12)	2.14	1.81	4.15	199	30 - 128
(-12, 0)	1.34	1.45	3.61	125	41 - 103
(-12, 12)	1.52	1.75	4.78	141	41 - 119
(-12, 24)	2.41	2.15	4.90	224	31 - 124
(-12, 36)	0.75	0.45	0.71	69.9	22 - 78
(-12, 48)	0.83	0.43	0.64	77.4	21 - 87
(-12, 72)	0.49	0.14	0.10	46.1	15 - 47
(-12, 108)	0.31	0.07	0.62	29.1	13 - 49
(-24, -36)	0.34	0.10	0.09	31.8	14 - 48
(-24, -24)	0.77	0.37	0.61	71.9	15 - 79
(-24, -12)	2.28	1.60	4.08	212	17 - 135
(-24, 0)	1.79	1.24	2.43	166	19 - 90
(-24, 12)	2.16	1.54	3.18	201	22 - 112
(-24, 24)	1.48	1.25	3.06	138	24 - 119
(-24, 36)	0.59	0.23	0.22	55.3	19 - 46
(-24, 48)	0.41	0.14	0.13	38.5	18 - 48
(-24, 72)	0.44	0.12	0.09	41.5	16 - 49
(-36, -36)	0.27	0.08	0.08	25.7	14 - 49
(-36, -24)	0.36	0.11	0.11	34.2	14 - 49
(-36, -12)	0.80	0.44	0.80	74.8	15 - 87
(-36, 0)	0.63	0.32	0.54	58.6	15 - 77
(-36, 12)	0.81	0.46	0.90	75.7	15 - 92
(-36, 24)	0.92	0.53	1.09	86.1	15 - 87
(-36, 36)	0.66	0.36	0.72	61.8	16 - 91
(-36, 48)	0.35	0.09	0.07	33.1	16 - 61
(-48, -36)	0.22	0.06	0.06	20.6	14 - 50
(-48, -24)	0.25	0.08	0.08	23.5	14 - 48
(-48, -12)	0.35	0.13	0.15	33.1	14 - 63
(-48, 12)	0.43	0.15	0.16	40.5	15 - 55
(-48, 24)	0.55	0.25	0.35	51.2	15 - 68
(-48, 36)	0.36	0.12	0.13	33.6	16 - 54
(-48, 48)	0.32	0.12	0.13	30.0	17 - 56
(-72, 24)	0.38	0.17	0.24	35.4	15 - 68
(-72, 72)	0.19	0.06	0.06	18.5	16 - 48
(-96, 72)	0.11	0.03	0.03	10.6	15 - 52

Tabla 4.3: *Parámetros físicos del ala roja del flujo bipolar asociado a IRc2.*

$T_{ex}=80\text{ K}$		Flujo asociado a IRc2. Ala roja (continuación)			
<i>Offsets</i> (")	$N(\text{H}_2)$ (rojo) ( $\text{cm}^{-2}$ ) $\times 10^{21}$	Momento (rojo) ( $M_\odot \text{cm}^{-2} \text{ km s}^{-1}$ ) $\times 10^{-34}$	Energía (rojo) ( $M_\odot \text{cm}^{-2} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ ) $\times 10^{-33}$	área (rojo) ( $\text{K km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
(0,-48)	0.38	0.15	0.20	35.6	14 - 65
(0,-36)	0.51	0.17	0.18	47.5	14 - 60
(0,-24)	1.54	0.72	1.14	143	16 - 83
(0,-12)	2.07	1.61	3.11	192	30 - 111
(0,-60)	0.18	0.06	0.05	17.5	15 - 52
(0,0)	1.72	1.71	3.98	160	37 - 101
(0,12)	1.44	1.66	4.50	134	43 - 115
(0,24)	1.45	1.05	1.96	135	26 - 94
(0,36)	0.67	0.32	0.38	62.5	22 - 66
(0,50)	0.44	0.16	0.16	41.1	18 - 45
(0,60)	0.27	0.09	0.08	25.2	18 - 46
(12,-48)	0.22	0.08	0.08	21.2	15 - 57
(12,-36)	0.32	0.12	0.13	30.5	15 - 53
(12,-24)	1.59	0.97	2.26	148	16 - 127
(12,-12)	4.20	3.21	6.54	390	25 - 123
(12,0)	4.04	3.23	6.54	376	27 - 104
(12,12)	2.34	1.62	2.96	218	25 - 94
(12,24)	1.39	0.68	0.99	129	18 - 78
(12,36)	0.70	0.30	0.33	65.2	20 - 56
(24,-48)	0.26	0.13	0.20	24.3	15 - 70
(24,-36)	0.31	0.11	0.12	28.8	15 - 54
(24,-24)	1.30	0.91	2.59	121	15 - 142
(24,-12)	2.12	1.35	2.30	197	22 - 89
(24,-60)	0.18	0.07	0.08	16.9	16 - 58
(24,0)	2.32	1.26	1.92	216	20 - 87
(24,12)	0.78	0.33	0.36	72.8	19 - 57
(24,24)	0.41	0.16	0.16	38.6	18 - 54
(24,48)	0.33	0.11	0.11	31.0	15 - 50
(24,72)	0.35	0.12	0.14	32.7	14 - 60
(36,-36)	0.16	0.06	0.06	15.1	17 - 46
(36,-24)	0.34	0.13	0.15	32.3	17 - 60
(36,-12)	1.14	0.52	0.66	106	17 - 65
(36,0)	0.69	0.30	0.39	64.3	17 - 67
(36,12)	0.69	0.34	0.51	64.2	17 - 71
(48,-24)	0.16	0.07	0.08	15.4	17 - 50
(48,-12)	0.15	0.05	0.05	14.6	17 - 46
(48,0)	0.34	0.14	0.19	32.1	15 - 62
(48,24)	0.31	0.09	0.08	29.7	14 - 49
(60,0)	0.10	0.04	0.04	9.50	17 - 46
(72,0)	0.19	0.09	0.12	18.0	16 - 62
(72,48)	0.11	0.04	0.04	10.6	16 - 49
$N(\text{H}_2)$ (roja) ( $\text{cm}^{-2}$ )		Momento (roja) ( $M_\odot \text{cm}^{-2} \text{ km s}^{-1}$ )	Energía (roja) ( $M_\odot \text{cm}^{-2} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ )		
$8.60 \times 10^{20}$		$4.39 \times 10^{-33}$	$8.58 \times 10^{-32}$		

Tabla 4.4: Parámetros físicos del ala roja del flujo bipolar asociado a IRc2 (continuación).

Teniendo en cuenta sólo aquellos puntos cuya velocidad terminal es menor que  $-30 \text{ km s}^{-1}$ , el ala azul se puede considerar distribuida en el interior de una elipse centrada en el punto de coordenadas  $(-4'', 10'')$  con respecto a IRc2, con semiejes mayor y menor de  $60''$  y  $45''$  respectivamente y cuyo eje mayor forma un ángulo de  $85^\circ$  con el ecuador. De esta forma el valor de la masa total para este ala entre  $-30$  y  $-110 \text{ km s}^{-1}$  es de  $1.1 M_\odot$ . De la misma manera para el ala roja, se consideran aquellos puntos en los que la velocidad terminal del ala de espectro es superior a  $45 \text{ km s}^{-1}$ . Estos puntos están situados en el interior de una elipse centrada en el punto de coordenadas  $(-4'', 4'')$  con semiejes mayor y menor de  $65''$  y  $50''$  respectivamente y cuyo semieje mayor forma un ángulo de  $45^\circ$  con el ecuador. La masa total para este ala es de  $0.96 M_\odot$ . Sin embargo se ha de tener cuidado con esta estimación ya que hay numerosas fuentes de incertidumbre a la hora de calcular la masa en los flujos bipolares. En el caso de Orión la principal fuente de incertidumbre es la suposición realizada sobre la opacidad baja para todas las velocidades que puede llevar a una subestimación de la masa.

El cálculo total del momento y la energía se ha realizado de la misma manera que para la masa es decir, sumando los valores obtenidos en cada punto en el que se ha observado emisión de muy alta velocidad y considerando las mismas superficies anteriormente mencionadas. El principal agente de incertidumbre para estas magnitudes es la geometría del flujo, o lo que es lo mismo el ángulo de inclinación del mismo con el plano del cielo. Se ha supuesto que el flujo está orientado según la línea de mira lo que evidentemente supone una subestimación de estas magnitudes. El momento total obtenido en el ala azul es de  $2.3 \times 10^3 M_\odot \text{ km s}^{-1}$  y para el ala roja de  $2.5 \times 10^3 M_\odot \text{ km s}^{-1}$ , los valores de la energía son respectivamente para el ala azul y para el ala roja de  $9.86 \times 10^{47}$  y  $9.88 \times 10^{47} \text{ erg}$ . Los valores del momento y la energía para cada posición se encuentran en las tablas 4.1, 4.2, 4.3 y 4.4.

#### 4.3.4 El flujo bipolar alrededor de IRc2

Las numerosas observaciones del núcleo de la nube molecular de Orión indican que ésta es una región de gran actividad dinámica asociada con la formación de estrellas masivas. Como hemos visto en secciones anteriores, en su interior se ha detectado emisión de gas con alta velocidad en diferentes especies moleculares. En particular la emisión de CO ha sido observada en distintas transiciones rotacionales (Kwan & Scoville 1976; Zuckermann, Kuiper & Rodríguez Kuiper 1976; Wannier & Phillips 1977; Phillips *et al.*, 1977; Goldsmith *et al.*, 1981; Van Vliet *et al.*, 1981). Estas primeras observaciones mostraron que la dispersión de la velocidad de esta componente del gas es más grande que  $100 \text{ km s}^{-1}$ , tiene una extensión menor que  $40''$  y que está centrada aproximadamente a unos  $10''$  al norte de la nebulosa KL (Solomon, Huguenin & Scoville 1981; Knapp *et al.*, 1981) en la inmediata vecindad de las fuentes IRc2, IRc4 y el objeto BN.

En el núcleo de la nube molecular de Orión se ha encontrado también emisión de hidrógeno molecular vibracionalmente excitado (Gautier *et al.*, 1976; Beckwith *et al.*, 1978). Esta emisión requiere gas a una temperatura de unos  $2000 \text{ K}$  y puede ser excitada mediante choques (Kwan 1977; Hollenbach & Shull 1977) producidos por el flujo proveniente de una fuente central al encontrarse con el medio ambiente que lo rodea. Otra indicación de la presencia de un flujo es la gran dispersión observada en las componentes de los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  observados en la región. El movimiento propio de los máseres de baja velocidad ha sido medido por Genzel *et al.* (1981) y se observa que se están moviendo radialmente desde un centro común cerca de IRc2.

Al principio se pensó que Orión era una de las pocas fuentes con flujo de alta velocidad que no presentaba una naturaleza bipolar. Fueron las observaciones de alta resolución espacial de Erickson *et al.* en la transición rotacional  $J = 3 \rightarrow 2$  de CO, las primeras que revelaron una cierta bipolaridad en el flujo. El flujo bipolar estaría alineado con la emisión de hidrógeno molecular vibracionalmente excitado ( $H_2^*$ ) encontrándose una correlación en el campo de velocidades de la emisión de éste y la del CO.

Aunque se ha propuesto que la fuente excitadora del flujo de Orión es IRc2, existe un debate al respecto. Medidas realizadas por Olofsson *et al.* (1982) y las interferométricas de Masson *et al.* (1984) muestran que la línea que conecta los lóbulos azul y rojo de la emisión de CO se sitúa aproximadamente a  $10''$  al norte de IRc2, interpretándolo como si el flujo se produjera en IRc2 y fuera desplazado hacia el norte por la presencia de gradientes de densidad en el medio circundante. Así, la localización del *hot core* al sur de IRc2 (Genzel *et al.*, 1982) podría ser una evidencia de material denso que afectaría a la expansión del flujo. Por otro lado, Hasegawa (1986) sitúa el flujo en la misma posición de IRc2. Finalmente, las observaciones realizadas en las transiciones rotacionales  $J = 1 \rightarrow 0$  y  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO por Wilson *et al.* (1986a) se ha interpretado como que el flujo de Orión es un flujo bipolar dirigido prácticamente en la línea de mira. La posición del lóbulo azul se encuentra en un punto de coordenadas  $(-4'', +8'')$  con respecto a IRc2, estando el lóbulo rojo centrado en  $(+10'', +2'')$ . La línea que conecta ambos lóbulos se sitúa  $6''$  al norte de IRc2. Así pues, no existe consenso sobre la posición de la fuente excitadora del flujo asociado a IRc2. Esta cuestión será analizada y discutida en la sección 4.5.

## 4.4 El flujo bipolar “Orión–S”

### 4.4.1 La condensación “S6”

Situado aproximadamente a  $100''$  al sur de IRc2 se encuentra la fuente denominada “S6” según la terminología de Batrla *et al.* (1983). Las primeras evidencias que indicaban que “S6” (“Orión–S” según la notación de Ziurys *et al.*, 1990) es una región activa con signos de formación estelar reciente fueron las observaciones realizadas en las transiciones (1,1) y (2,2) de  $NH_3$  (Ziurys *et al.*, 1981) obteniéndose un valor para la temperatura cinética mayor que 40 K. Posteriormente, Batrla *et al.* (1983), realizaron una cartografía de los complejos moleculares OMC1 y OMC2 en las líneas de inversión del  $NH_3$  encontrando valores de la temperatura cinética comprendidos entre 75 y 100 K para la condensación denominada “S6”. Más tarde, Mauersberger *et al.* (1986) obtienen, mediante la transición (7,7) del  $NH_3$ , un límite inferior para la misma temperatura de 270 K.

Las altas temperaturas cinéticas son un indicativo de la presencia de un objeto u objetos jóvenes embebidos en el interior de la condensación de alta densidad. Este hecho se ve reforzado en los mapas de la emisión en el continuo del polvo a  $400 \mu m$  de Keene, Hildebrand & Whitcomb (1982) en los que esta condensación aparece como una región de emisión intensa diferenciada de la región KL. Así mismo, las observaciones realizadas por Ziurys & Friberg (1987) en la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de SiO, que es indicadora de choques (Martín–Pintado *et al.*, 1992), revelaron que esta emisión estaba espacialmente confinada ocupando una región de sólo  $30''$  de diámetro y presentando los espectros anchas alas que evidenciaban la existencia de un flujo con una velocidad terminal de  $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ , y por tanto sugerían la presencia de



estrella(s) joven(es) pre-secuencia principal en fase de pérdida de masa y oscurecida(s) por el material ambiente.

Posteriormente, Martín-Pintado *et al.* (1990) detectaron gas de alta velocidad en la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO a unos  $90''$  al sur de la posición de IRc2, con un “exceso” de emisión en el ala roja frente a la correspondiente del ala azul. Schmid-Burgk *et al.* (1990) cartografiaron la región en la emisión mencionada y detectaron la presencia de un filamento (*jet* según la terminología de Schmid-Burgk *et al.*, 1990) de material molecular enfocado en la dirección noreste↔sureste y de aproximadamente  $120''$  de longitud. Este filamento aparece en las velocidades moderadas de la emisión desplazada hacia el rojo y al sureste de FIR 4. Existe también emisión de gas neutro desplazada hacia el azul al noreste de la fuente mencionada anteriormente. Esta emisión se extiende unos  $70''$  en dirección sureste↔noroeste (es decir perpendicular a la definida por el filamento) y no está confinada según una dirección tal y como le ocurre a la emisión desplazada hacia el rojo, sino que es más dispersa y de menor tamaño. Esta morfología definida por las emisiones “azul” y “roja” es interpretada por Schmid-Burgk *et al.* (1990) como producida por un flujo procedente de una estrella joven. El lóbulo azul de este flujo penetraría en la región H II y sería destruido por la radiación ionizante procedente de la misma, mientras que el lóbulo rojo estaría formado por la eyección altamente colimada de material que se dirigiría hacia “fuera” de la región H II. La posición de la fuente FIR 4 con respecto a ambos lóbulos hizo suponer a Schmid-Burgk *et al.* (1990) que el origen de este *jet* muy colimado (al menos en su lóbulo rojo) estuviera situado sobre la misma.

Los datos de la emisión de más alta velocidad que se presentan en este trabajo evidencian la existencia de un flujo bipolar de alta velocidad (ver figuras 4.16, 4.18 y 4.19) perpendicular al filamento considerado como un *jet*. Este flujo bipolar presenta “proyectiles” similares a los encontrados en las cercanías de estrellas de baja masa y de IRc2 (ver sección 1.3.1 y referencias allí especificadas).

En las siguientes secciones veremos como esta compleja morfología de la emisión de CO puede entenderse con un modelo simple en el que un flujo bipolar sería responsable de la emisión de alta velocidad, mientras que el filamento que aparece en la emisión a velocidades moderadas es producido por la interacción entre el gas ambiente y la región H II (ver sección 4.10).

#### 4.4.2 Morfología

Con objeto de separar la emisión de la nube ambiente de la correspondiente al flujo bipolar se ha seguido un criterio similar al utilizado en el flujo de IRc2 y así, se han utilizado velocidades por debajo de  $-5 \text{ km s}^{-1}$  para definir el ala azul y por encima de  $25 \text{ km s}^{-1}$  para el ala roja. La figura 4.16 presenta el mapa de la intensidad integrada en la emisión de la transición rotacional  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO en el ala azul (intervalo de velocidades comprendidas entre  $-150$  y  $-5 \text{ km s}^{-1}$ , líneas de nivel continuas) y roja del espectro (velocidades comprendidas entre  $25$  y  $100 \text{ km s}^{-1}$ , contornos sombreados) en la dirección de la fuente “Orión-S”. El máximo de la emisión del ala azul se encuentra situado en la posición  $(-33'', -72'')$  con respecto a IRc2, mientras que el del ala roja se sitúa en  $(2'', -100'')$  con respecto a la misma fuente. La diferencia en las posiciones de los máximos de ambas emisiones muestran la presencia de un flujo molecular de naturaleza bipolar en la dirección sureste↔noroeste cuya extensión es de aproximadamente  $46''$ . En la figura 4.17 se muestran los espectros correspondientes a la emisión de la transición rotacional  $J = 2 \rightarrow 1$  de la

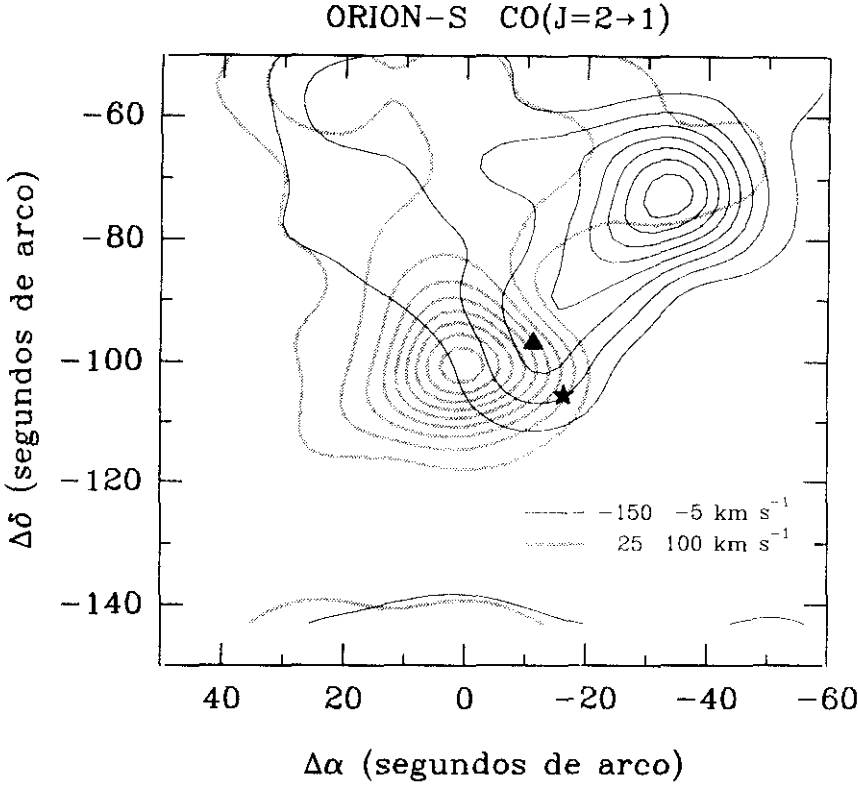


Figura 4.16: Cartografía de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO en la dirección del flujo bipolar “Orión-S”. Los contornos sombreados muestran la extensión espacial del ala roja (velocidades comprendidas entre 25 y 100  $\text{km s}^{-1}$ ) mientras que los contornos continuos delimitan espacialmente la emisión del ala azul del flujo (velocidades comprendidas entre -150 y -5  $\text{km s}^{-1}$ ). Para los dos grupos de líneas de nivel el primer contorno es 4  $\text{K km s}^{-1}$  y la distancia entre contornos es de 2.5  $\text{K km s}^{-1}$ . La estrella de cinco puntas representa la posición de la fuente FIR 4 ( $\alpha(1950)=5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 45.9^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950)=-5^{\circ} 26' 6''$ ), mientras que el triángulo de color negro representa la posición del máximo de la emisión del continuo a 1.3 mm (Mezger et al., 1990).

molécula de CO en dirección de dos posiciones cercanas a los máximos de emisión de las dos alas del flujo de material molecular de Orions-S. La naturaleza bipolar del mismo queda reflejada en la asimetría mostrada en las alas de ambos espectros. Los perfiles presentados en esta figura muestran también la existencia de componentes de alta velocidad en ambas alas diferenciadas claramente de la emisión ambiente. Este tipo de componentes secundarias ya se mostraban igualmente alrededor de IRc2 y son características de la emisión asociada a los “proyectiles” ligados a los fenómenos de eyección de masa en estrellas jóvenes. Finalmente, en las figuras 4.18 y 4.19 se muestra la naturaleza bipolar del flujo “Orión-S” por medio de la cartografía de la emisión mencionada anteriormente para distintos intervalos de velocidades.

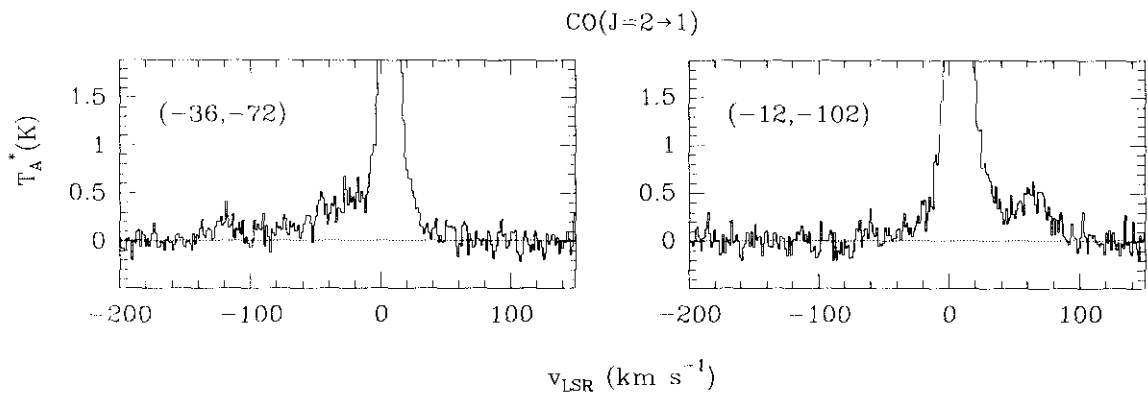


Figura 4.17: Perfiles de la línea de emisión de la transición rotacional  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO en la dirección de dos posiciones situadas en cada uno de los lóbulos del flujo bipolar Oríon-S. Ambos espectros evidencian la existencia de “proyectiles” asociados al flujo bipolar.

#### 4.4.3 Cinemática

La variación de la posición espacial del máximo de la intensidad por intervalos de velocidades está reflejada en la figura 4.20. La figura 4.21 representa la velocidad del máximo de la emisión en distintos intervalos de velocidades frente a la distancia al centro geométrico definido por las velocidades terminales de cada una de las alas (ver figura 4.22). Las figuras 4.20 y 4.21 muestran como la emisión de alta velocidad tiene un comportamiento distinto dependiendo de que región del espectro provenga. Así, mientras que la emisión del ala roja es muy “estática” permaneciendo prácticamente dentro de un haz ( $12''$ ) excepto para las velocidades extremas en las que se produce una aceleración, la emisión en el ala azul se va acelerando conforme aumenta la distancia a la posible fuente excitadora.

Para las velocidades más extremas del ala azul, entre  $-110$  y  $-90 \text{ km s}^{-1}$ , el máximo de la intensidad integrada por intervalo de velocidades se encuentra situado a unos  $36''$  del máximo del continuo a  $1.3 \text{ mm}$  (Mezger *et al.*, 1990), en la posición de coordenadas  $(-35'', -70'')$  con respecto de IRc2. Esta emisión es la procedente del “proyectil azul” presentado en la figura 4.17 (ver sección 4.4.5). Conforme se va acercando la velocidad a la del gas ambiente, la posición del máximo va desplazándose hacia el sureste hasta llegar a la posición de coordenadas  $(-12'', -95'')$

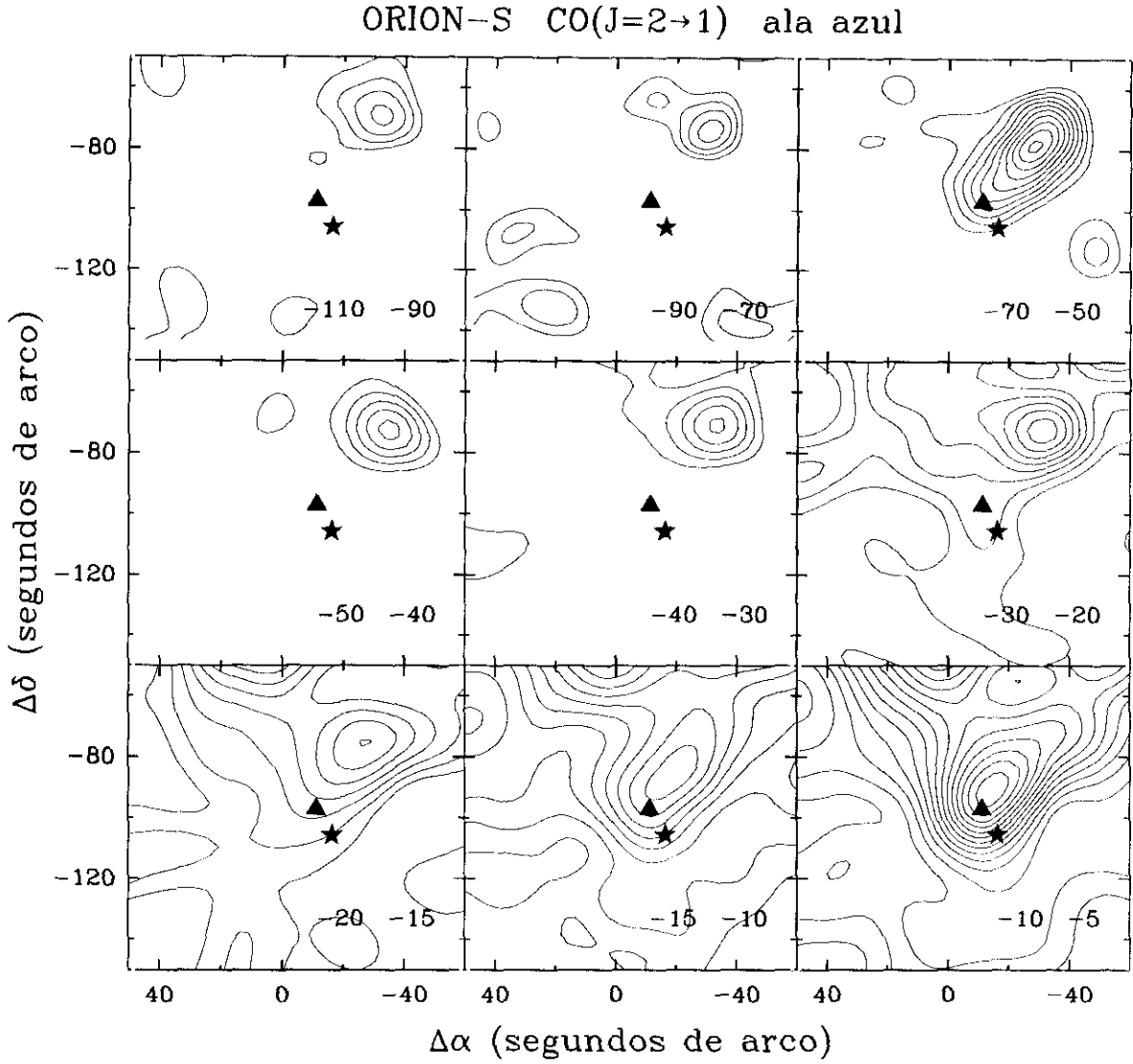


Figura 4.18: Cartografía de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO en la dirección del flujo bipolar “Orión-S” para intervalos de velocidades comprendidos dentro del ala azul del espectro. La estrella de cinco puntas representa la posición de la fuente FIR 4, mientras que el triángulo de color negro representa la posición del máximo de la emisión del continuo a 1.3 mm (Mezger et al., 1990). Los intervalos de velocidades en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , aparecen en la esquina inferior derecha de cada recuadro. Para todos los paneles el primer nivel es  $0.4 \text{ K km s}^{-1}$ , siendo la distancia entre niveles de  $0.3 \text{ K km s}^{-1}$ .

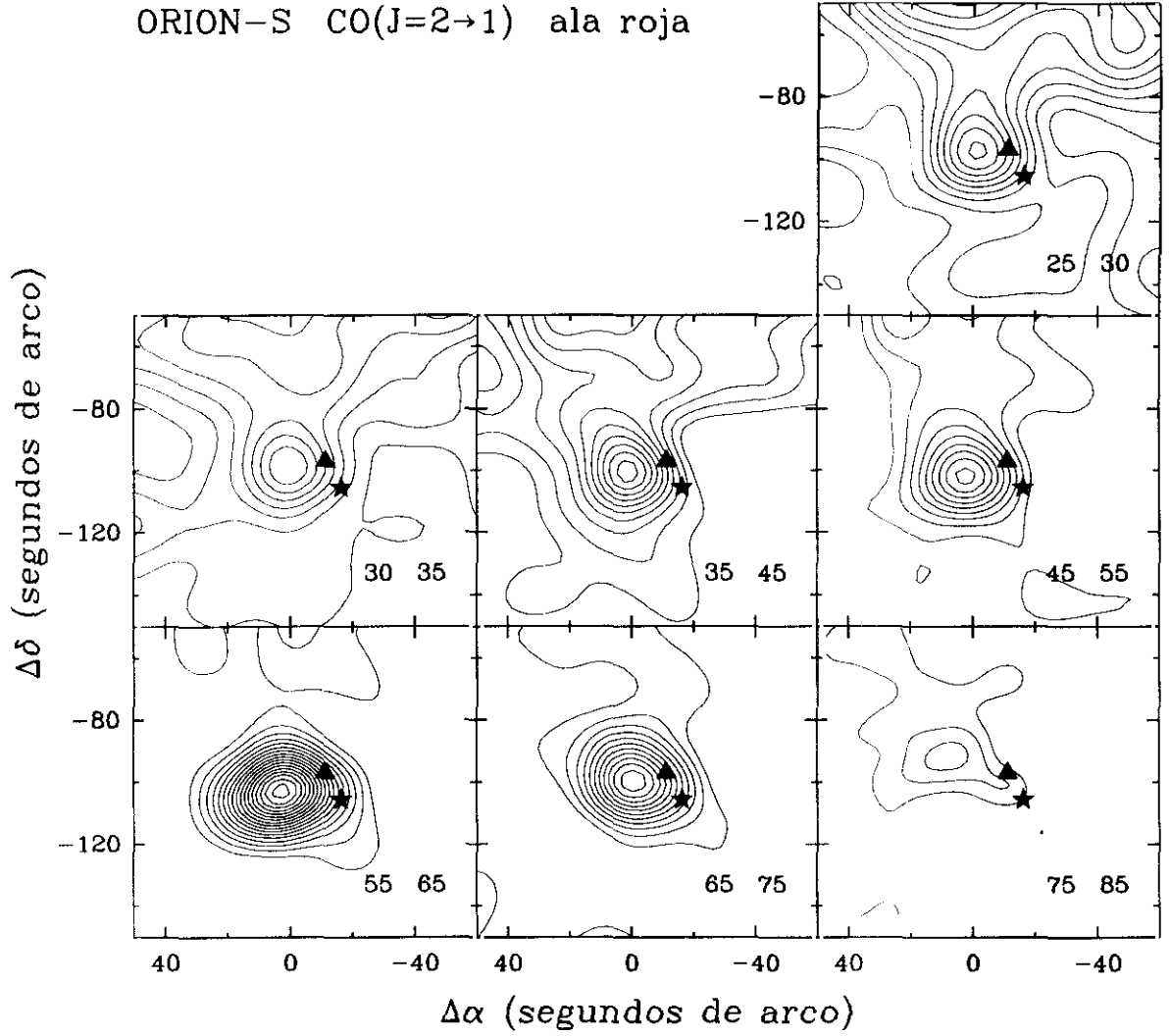


Figura 4.19: Cartografía de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO en la dirección del flujo bipolar “Orión-S” para intervalos de velocidades comprendidos dentro del ala roja del espectro. La estrella de cinco puntas representa la posición de la fuente FIR4, mientras que el triángulo de color negro representa la posición del máximo de la emisión del continuo a 1.3 mm (Mezger et al., 1990). Los intervalos de velocidades en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , aparecen en la esquina inferior derecha de cada recuadro. Para todos los paneles el primer nivel es  $0.4 \text{ K km s}^{-1}$ , siendo la distancia entre niveles de  $0.3 \text{ K km s}^{-1}$ .

con respecto a IRc2, justo donde se sitúa el máximo de la emisión del continuo a 1.3 mm (Mezger *et al.*, 1990).

El máximo de la emisión en el ala roja, como ya se ha dicho, es más estático que en el ala azul, permaneciendo aproximadamente en la posición cuyas coordenadas con respecto a IRc2 son ( $2''$ ,  $-103''$ ) en el intervalo de velocidades comprendido entre 65 y  $75 \text{ km s}^{-1}$ , es decir a  $15''$  de distancia del máximo de la emisión del continuo a 1.3 mm (Mezger *et al.*, 1990), y desplazándose hacia la posición ( $-1''$ ,  $-97''$ ) referida a IRc2 (a unos  $12''$  de la fuente anteriormente citada) para las velocidades más cercanas a la del gas ambiente (entre 15 y  $25 \text{ km s}^{-1}$ ). El ala roja del espectro presenta el valor máximo de intensidad en el intervalo de las velocidades comprendidas entre 15 y  $20 \text{ km s}^{-1}$ . A medida que va aumentando el valor absoluto de la velocidad, el valor de la intensidad integrada por intervalo de velocidades va disminuyendo al ir haciéndose más débil el ala del espectro. Sin embargo, a partir de  $35 \text{ km s}^{-1}$  vuelve a aumentar el valor de la intensidad integrada debido a la presencia de un “proyector” producido por el flujo bipolar (ver sección 4.4.5 y figuras 4.17 y 4.24).

#### 4.4.4 Fuente excitadora

La figura 4.22 presenta los contornos que unen los puntos con igual velocidad terminal en los espectros. A diferencia de lo mostrado para IRc2 en la figura 4.6 en la que para ambas alas, las velocidades terminales siempre se sitúan alrededor de un punto, en Orión-Sur las velocidades extremas positivas y negativas se encuentran separadas espacialmente. Esta situación es posible si el flujo es de naturaleza bipolar y está orientado formando un pequeño ángulo con el plano del cielo. El origen físico de este flujo es objeto de controversia ya que hasta el momento no ha sido detectada fuente alguna capaz de producir el mismo. El máximo del continuo a 1.3 mm (Mezger *et al.*, 1990) se encuentra en un punto situado entre medias de los dos lóbulos del flujo cartografiado en este trabajo aunque ligeramente desplazado en la dirección de la región ocupada por el ala roja. Sin embargo ninguna, fuente infrarroja ha sido detectada en las cercanías de esta posición. Por otra parte, la fuente FIR 4 que según Schmid-Burgk *et al.* (1990) parece estar relacionada con los fenómenos de eyección de masa existentes en la región, no parece estar ligada al flujo bipolar asociado a Orión-Sur ya que dicha fuente se emplaza a unos  $20''$  del centro geométrico definido por ambos lóbulos del flujo (ver figuras 4.16, 4.18, 4.19 y 4.22). Una de las formas más precisas de obtener la posición de la fuente excitadora es a partir del centroide del gas de alta velocidad (ver Bachiller *et al.*, 1990). En la figura 4.23 se presenta un corte velocidad-posición según la dirección definida por el flujo bipolar. Esta figura muestra dos lóbulos, uno a velocidades positivas y otro a velocidades negativas situados simétricamente con respecto a la velocidad central (aproximadamente  $10 \text{ km s}^{-1}$ ). La línea a trazos marca la posición definida por la simetría de velocidades del flujo, es decir, el punto en el que se produce un cambio en las velocidades de las alas. Si el eje del flujo está formando un pequeño ángulo con el plano del cielo, la posición mencionada anteriormente debe indicar, aproximadamente la ubicación de la fuente excitadora. Según esta figura la fuente excitadora estaría situada en un punto cuya posición con respecto a IRc2 sería ( $-15''$ ,  $-87''$ ). Sin embargo, hasta el momento no se ha detectado ninguna fuente en su proximidad sólo a  $10''$  el pico en el continuo a  $1.3 \mu\text{m}$ .

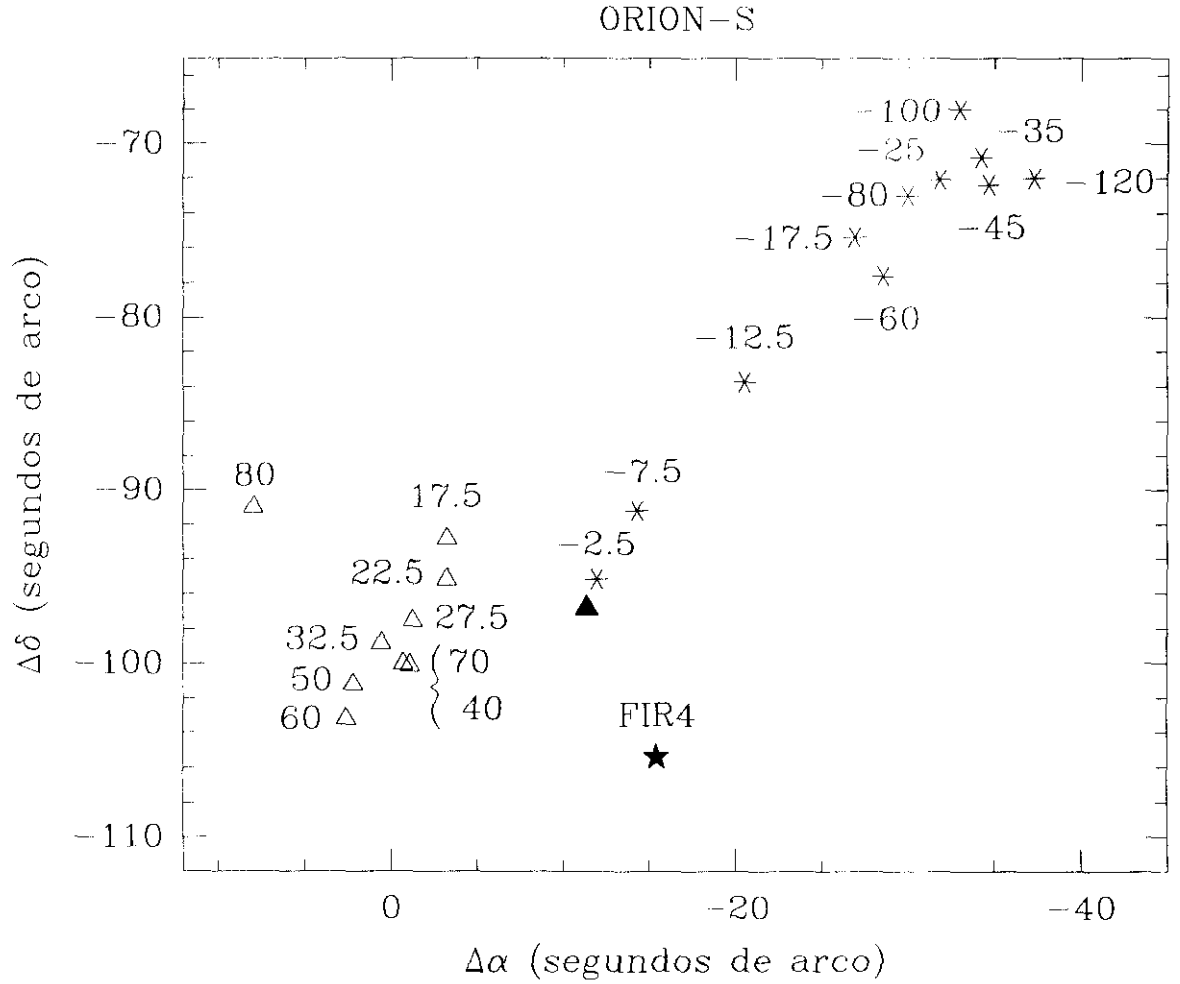


Figura 4.20: Posiciones de los máximos de la intensidad integrada en intervalos de velocidades en las cercanías de Orión-S. Los triángulos huecos indican las posiciones de los máximos correspondientes al ala roja, mientras que las estrellas de seis puntas las correspondientes al ala azul. Los números indican la velocidad media en  $\text{km s}^{-1}$  de los intervalos considerados. La estrella de cinco puntas de color negro representa la posición de la fuente FIR4 y el triángulo de color negro, la posición del máximo de la emisión del continuo a 1.3 mm (Mezger et al., 1990).

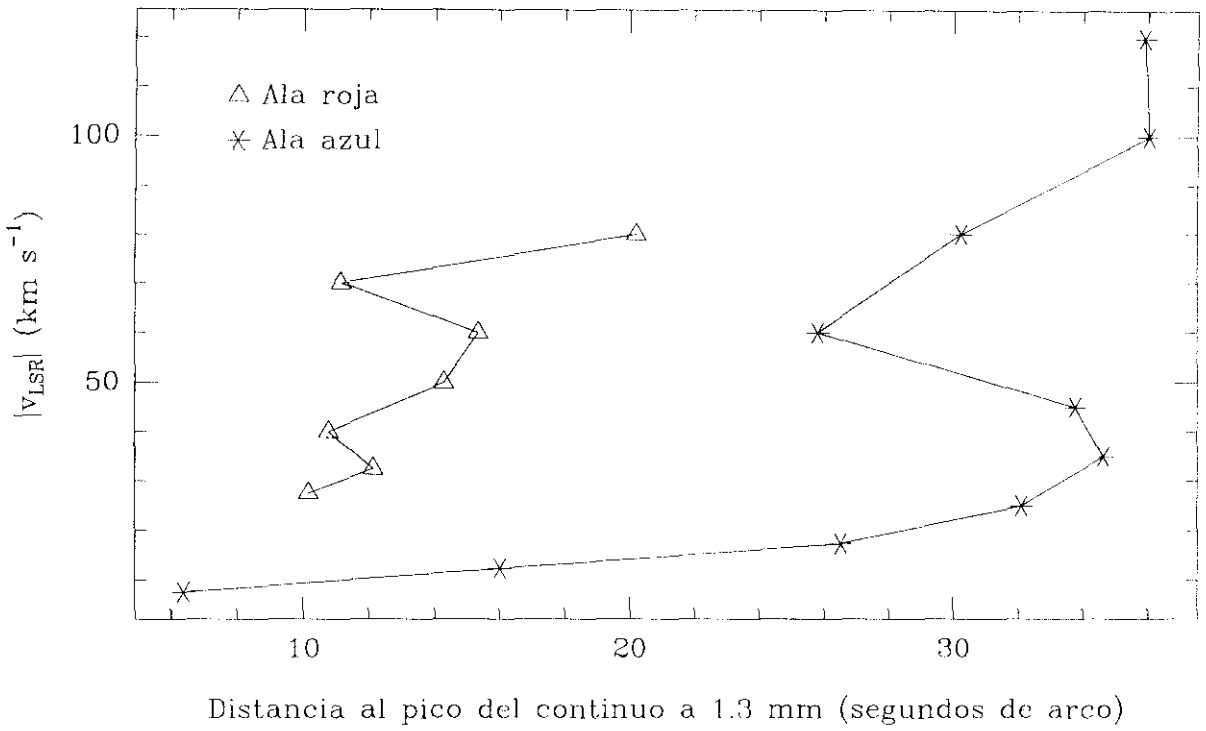


Figura 4.21: Velocidad del máximo de la intensidad integrada en los intervalos de velocidades considerados en las figuras 4.18 y 4.19 frente al pico del continuo a 1.3 mm. Los triángulos huecos indican las posiciones de los máximos correspondientes al ala roja, mientras que las estrellas de seis puntas las correspondientes al ala azul.



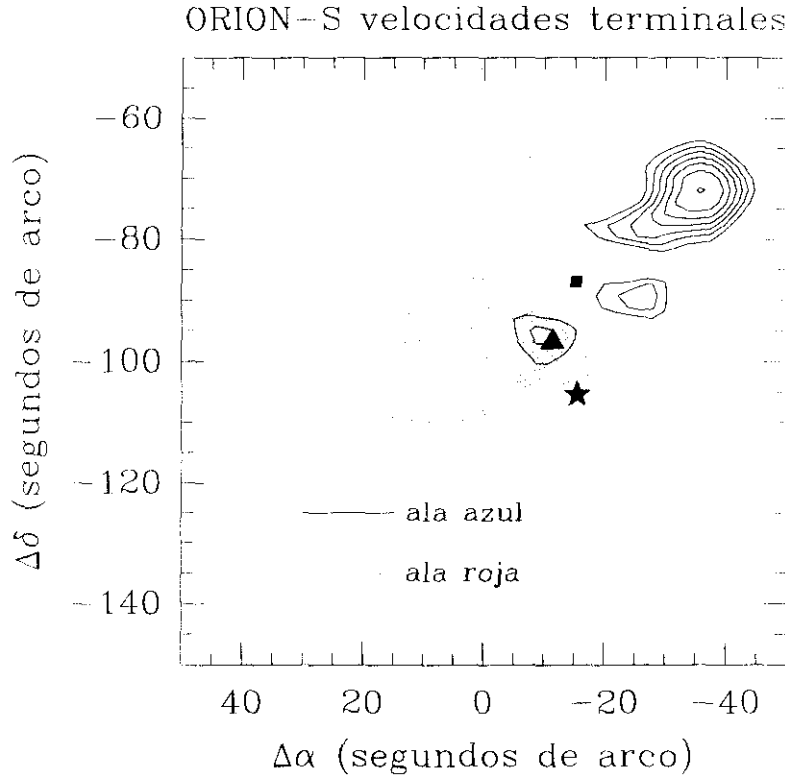


Figura 4.22: Distribución espacial de las velocidades terminales observadas en la dirección del flujo bipolar Orión-Sur en la línea de emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO. Los contornos de trazo continuo conectan los puntos con igual velocidad terminal en el ala azul de la línea, mientras que los de trazo sombreado corresponden a las velocidades terminales del ala roja. Para el ala azul, el primer nivel representa una velocidad de  $-50 \text{ km s}^{-1}$  siendo el intervalo entre niveles de  $-15 \text{ km s}^{-1}$ . El ala roja tiene como primer nivel aquel que conecta los puntos cuya velocidad terminal es de  $60 \text{ km s}^{-1}$ , siendo la distancia relativa entre niveles de  $10 \text{ km s}^{-1}$ . Los puntos representan las posiciones observadas. El cuadrado de color negro indica la posición media del centro geométrico de las velocidades terminales de cada una de las alas. La estrella de cinco puntas la posición de la fuente FIR 4 y finalmente, el triángulo de color negro la posición del máximo de la emisión en el continuo a  $1.3 \text{ mm}$  (Mezger et al., 1990).

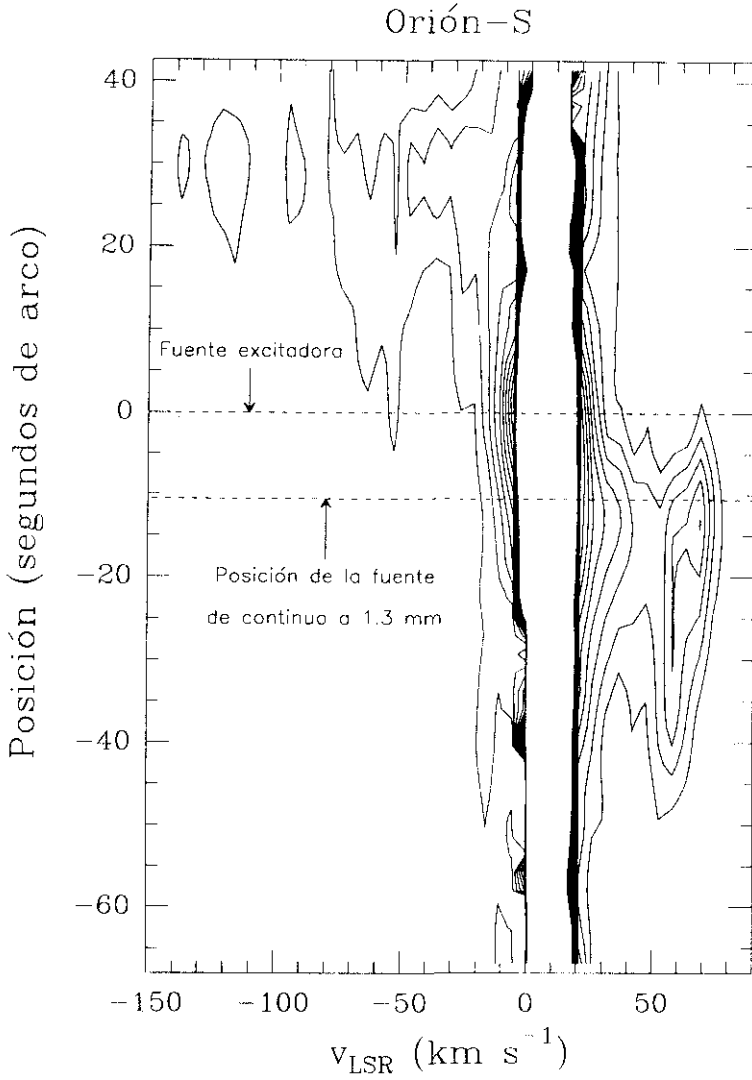


Figura 4.23: Corte velocidad posición según la dirección definida por el eje mayor de simetría del flujo bipolar Orión-S. La escala vertical representa posiciones relativas al centro geométrico de flujo a lo largo del eje anteriormente mencionado. Las líneas horizontales discontinuas están trazadas desde la posición en la que sobre dicho eje se encuentran la posible fuente excitadora y la del continuo a 1.3 mm. El primer contorno corresponde a un valor de la intensidad de 0.13 K, siendo la distancia entre niveles de 0.2 K.

#### 4.4.5 Los “proyectiles” de alta velocidad del flujo bipolar Orión-S

En los mapas por velocidades de las figuras 4.18 y 4.19 se puede observar como la emisión para los intervalos de velocidades más extremos de ambas alas está concentrada sobre dos condensaciones separadas espacialmente. En la figura 4.24 se presentan algunos perfiles de la emisión de la transición rotacional  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO obtenidos sobre estas condensaciones cuyos máximos de emisión definen el eje del flujo bipolar. Estos espectros muestran la presencia de componentes que son características de los proyectiles (*bullets*) eyectados por objetos jóvenes cuando atraviesan la fase de eyección de materia (ver sección 1.3.1). Usualmente estos objetos aparecen situados espacialmente de manera simétrica con respecto a la fuente excitadora del flujo bipolar, por tanto su posición puede utilizarse para obtener el emplazamiento de la misma (ver sección 4.4.1). Así mismo, la posición en el espectro de las componentes que definen los “proyectiles” es simétrica con respecto a la velocidad a la que se observa el centro de la línea de emisión procedente del gas ambiente. Sin embargo, puesto que la emisión ambiente para la región de Orión-Sur se encuentra centrada alrededor de  $7 \text{ km s}^{-1}$ , existe un exceso de aproximadamente  $40 \text{ km s}^{-1}$  en la velocidad relativa del proyectil azul con respecto a la velocidad ambiente (ver figura 4.23). La condensación de alta velocidad que se observa en el ala azul tiene forma esférica con un diámetro aproximado a media potencia de  $20''$ . En el intervalo de velocidades comprendidas entre  $-70$  y  $-50 \text{ km s}^{-1}$  se deforma a una estructura elíptica de semiejes mayor y menor del orden de  $20''$  y  $9''$  a media potencia respectivamente, y cuyo eje mayor está orientado según la dirección del flujo. En la figura 4.24 puede observarse como la emisión procedente de este “proyectil” pasa de estar centrada en  $-60 \text{ km s}^{-1}$  sobre la posición  $(-24, -78)$ , a  $-130 \text{ km s}^{-1}$  en el punto  $(-36, -72)$ . Según esto, el material que produce esta emisión se estaría acelerando conforme se aleja de la fuente excitadora del flujo.

Por otra parte, el “proyectil” producido por el flujo bipolar en las velocidades positivas (ala roja) (ver figuras 4.24 y 4.17) se encuentra situado con respecto a IRc2 en la posición  $(2'', -103'')$  y su forma es aproximadamente elíptica con semiejes de un tamaño a media potencia de  $15''$  y  $11''$  aproximadamente.

Proyectil	velocidad terminal máxima ( $\text{km s}^{-1}$ )	Masa <sup>1</sup> ( $M_{\odot}$ )	Momento ( $M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$ )	Energía (erg)
azul	-140	$3.4 \times 10^{-3}$	0.5	$6.9 \times 10^{44}$
rojo	88	$8.6 \times 10^{-3}$	0.7	$5.6 \times 10^{44}$

<sup>1</sup>Se ha supuesto una abundancia típica de CO de  $10^{-4}$  y una  $T_{\text{ex}}$  de 80 K.

Tabla 4.5: *Parámetros físicos de los proyectiles asociados al flujo bipolar Orión-Sur.*

En la tabla 4.5 se muestran los parámetros físicos de los proyectiles asociados a Orión-S. Las masas de estos objetos son  $3.4 \times 10^{-3} M_{\odot}$  para el asociado al lóbulo azul del flujo y  $8.6 \times 10^{-3} M_{\odot}$  para el correspondiente del lóbulo rojo. Existe por tanto una asimetría en los valores de las masas de los proyectiles asociados al flujo bipolar de Orión-Sur. Esta cuestión será analizada en detalle y discutida en la sección 4.6.

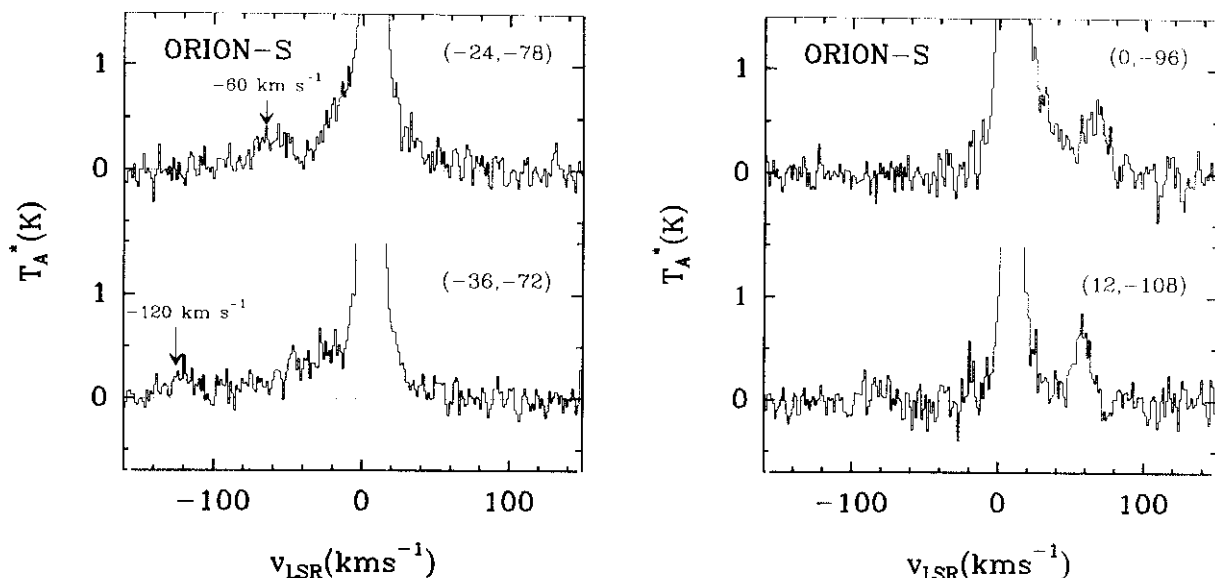


Figura 4.24: *Perfiles de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO en posiciones correspondientes a las condensaciones de alta velocidad o “bullets” asociadas al flujo bipolar “Orión-S”.*

### Los parámetros físicos del flujo bipolar Orión-S

Debido a la dificultad de separar la contribución del gas ambiente y del afectado por la expansión de la región H II, del correspondiente al flujo bipolar propiamente dicho, el cálculo de los parámetros físicos del mismo se ha realizado seleccionando los puntos mediante inspección visual de los mapas de intensidad integrada a las velocidades de emisión de cada una de las alas (ver figura 4.16).

El cálculo de la masa del gas de alta velocidad de la región de Orión-Sur se ha realizado de manera similar al descrito anteriormente para el flujo de IRC2. Ésto es, se ha supuesto la condición de que la emisión de alta velocidad es ópticamente delgada, que existe equilibrio termodinámico local, que la temperatura de excitación es de 80 K y que la abundancia típica de CO es de  $10^{-4}$ . Los valores así obtenidos para la masa, el momento y la energía en ambas alas se encuentran en la tabla 4.6.

Dado que el flujo bipolar de Orión-S se encuentra orientado cercano al plano del cielo, es posible realizar una estimación de su edad dinámica suponiendo un tamaño medio para el mismo y que durante su vida ha estado eyectando material a un ritmo constante a la velocidad terminal de la emisión de CO (ver por ejemplo Lada, 1985). No obstante, el desconocimiento de la posición de la fuente excitatriz del flujo Orión-S introduce una incertidumbre mayor a la que se tiene de otros flujos similares en la determinación de la edad del mismo. Considerando como posición central la definida geométricamente a través de las velocidades terminales del flujo (ver sección 4.4.4), se ha obtenido un tamaño del flujo de 0.11 pc y una edad dinámica de aproximadamente 3000 años.

Lóbulo	Masa <sup>1</sup> ( $M_{\odot}$ )	Momento ( $M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$ )	Energía (erg)
azul	0.019	14.3	$7.97 \times 10^{45}$
rojo	0.017	13.3	$5.46 \times 10^{45}$

<sup>1</sup>Se ha supuesto una abundancia típica de CO de  $10^{-4}$  y una  $T_{\text{ex}}$  de 80 K.

Tabla 4.6: *Parámetros físicos del flujo bipolar Orión–Sur.*

## 4.5 El origen de los flujos de alta velocidad en la región de Orión A

Uno de los principales problemas que plantea el estudio de los flujos bipolares en la región de Orión A es el de su origen. Así, hasta ahora se ha supuesto que IRc2 es la fuente excitadora del flujo bipolar asociado al núcleo denso de la nebulosa KL a pesar de que el centroide definido por los máximos de la emisión de los lóbulos azul y rojo del mismo se encuentra al norte de la posición de esta fuente (ver sección 4.3). Las observaciones presentadas en este trabajo muestran como la emisión del gas de alta velocidad (entre  $-60$  y  $-30 \text{ km s}^{-1}$  en el ala azul y entre  $45$  y  $65 \text{ km s}^{-1}$  para el ala roja) de CO alrededor de IRc2 es bipolar y prácticamente centrada en esta fuente. Sin embargo como ya se ha comentado en la sección 4.3, esta bipolaridad no se mantiene para las velocidades más extremas ya que se produce un desplazamiento del centro geométrico definido por las velocidades terminales de ambas alas hacia el norte. Esta distribución del gas de alta velocidad no es factible si se supone el mismo origen para el gas con velocidades moderadas que el que tiene el material con velocidades más extremas. Una posible explicación del desplazamiento hacia el norte de la emisión con velocidades más extremas es sugerida por Olofsson *et al.* (1982) y por Masson *et al.* (1984) que interpretan este hecho como un “redireccionamiento” del flujo procedente de IRc2 por la presencia de gradientes de densidad en el material ambiente. Esta idea está basada en el hecho de que la mayoría del gas molecular denso se encuentra situado al sur de IRc2 (ver por ejemplo Friberg, 1984). Los datos presentados en este trabajo indican que fundamentalmente es el gas “rojo” el que muestra un cambio más pronunciado en la posición del centroide para las velocidades más extremas. Sin embargo, es muy improbable que sea un aumento en la densidad hacia el sur de IRc2 el responsable de la focalización del gas de más alta velocidad al norte de esta fuente.

Otra posibilidad es que el flujo esté dirigido hacia el observador. En este caso, una ligera curvatura en uno o los dos lóbulos del flujo como se observa en algunos flujos asociados a estrellas de baja masa (Bachiller *et al.*, 1990) podría producir este fenómeno. Los mecanismos capaces de originar tal geometría son por el momento desconocidos y podría ser producida tanto por agentes externos, como gradientes de densidad en el ambiente o campos magnéticos, o ser una propiedad inherente al propio flujo. De esta forma el flujo asociado a IRc2 podría estar ligeramente curvado en la dirección del observador, situándose la región delantera de ambos lóbulos al norte de la

posición ocupada por la fuente excitadora.

Existen, sin embargo, también evidencias de que el flujo asociado a IRc2 podría provenir de varios flujos producidos por objetos muy jóvenes cuya existencia sólo se hace patente en las velocidades más extremas. Así por ejemplo, se han observado otros flujos bipolares en las cercanías de IRc2 como es el caso del detectado unos  $80''$  al norte de esta fuente en la emisión de  $\text{HCO}^+$  (ver figura 4.25), o el asociado a la condensación S6 (Orión–Sur), para el que de momento no se ha identificado ninguna fuente excitadora clara ya que tanto FIR4 como la fuente de continuo a 1.3 mm (Mezger *et al.*, 1990) se localizan al sur del centro geométrico definido por ambos lóbulos del flujo (ver sección 4.4.4). Al contrario que en el caso del flujo asociado a IRc2, la emisión procedente del flujo bipolar Orión–Sur no presenta desplazamientos considerables en la posición de los centros geométricos que definen ambos lóbulos del flujo para distintos intervalos de velocidades simétricos con respecto a la velocidad ambiente (ver figura 4.21). Así mismo, las velocidades terminales de las dos alas determinan un único punto central para el origen del gas de alta velocidad (ver figuras 4.22 y 4.23).

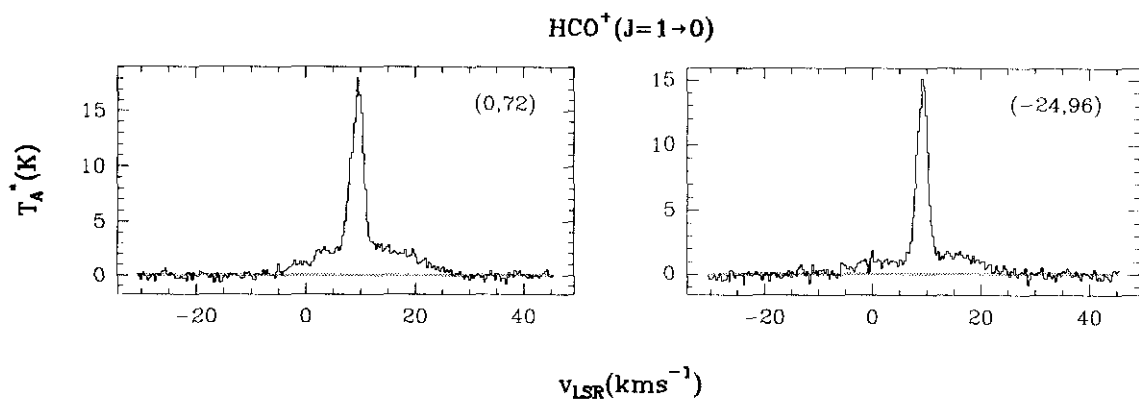


Figura 4.25: Espectros de la la emisión de la transición rotacional  $J = 1 \rightarrow 0$  del  $\text{HCO}^+$ . Las posiciones, en segundos de arco con respecto a IRc2, sobre las que fueron tomados se indican en la esquina superior derecha de cada marco.

Así pues, los dos flujos bipolares estudiados en este trabajo parecen tener un origen físico diferente. Mientras que el gas de alta velocidad alrededor de IRc2 podría provenir de varios flujos producidos por un cúmulo de objetos muy jóvenes cuya existencia sólo se hace patente en las velocidades más extremas, o por un solo flujo orientado según la dirección del observador, Orión–Sur es producido por una única fuente excitadora.

Los flujos bipolares se observan tanto en estrellas masivas como en estrellas poco masivas, lo que indica que el fenómeno de la eyección de materia (*outflow*) es un proceso esencial en la formación estelar. Durante el tiempo que duran los fenómenos de eyección de materia las estrellas suelen estar escondidas en el interior de la nube materna. Una manera de detectar y estudiar dicho objeto es por medio de observaciones de la emisión en el continuo del polvo. A través de su espectro en el continuo es posible obtener una estimación de la temperatura del mismo. Los estudios de objetos poco masivos (André *et al.*, 1993) han mostrado que suelen ser también poco luminosos no llegando a calentar el polvo que los rodea a más de 40 K. Tal

situación puede observarse por ejemplo en los flujos bipolares L 1448 e IRAS 03282 + 3035 (de ahora en adelante I 3282) ambos excitados objetos poco masivos cuyo espectro de continuo ha revelado temperaturas del polvo que los rodea del orden de 40 y 26 K respectivamente (Bachiller *et al.*, 1991, 1994). Por el contrario, los objetos masivos son más luminosos pudiendo calentar el polvo hasta más de 100 K. Esta es la situación observada en las condensaciones de polvo asociadas a IRC2 y S6. Así, el espectro de la emisión del continuo del polvo a 1.3 mm (Mezger *et al.*, 1990) alrededor de IRC2 y de FIR 4 indica temperaturas orden de más de 100 K para ambas condensaciones. Según esto, los objetos responsables del calentamiento del polvo deben ser muy luminosos y masivos (estrellas masivas). Ahora bien, como ya se ha dicho anteriormente tanto FIR 4 como el máximo de la emisión del continuo a 1.3 mm en la condensación S6 (Mezger *et al.*, 1990) se localizan al sur del centro geométrico definido por los dos lóbulos del flujo por lo que posiblemente ninguna de estas fuentes sea la responsable de la excitación del mismo sino que probablemente puede existir un objeto joven fuertemente oscurecido por el material circundante. La existencia de un fuerte gradiente en la temperatura y en la columna de densidad en la dirección de este objeto puede ser responsable del desplazamiento en la posición del pico de continuo a 1.3 mm, así como de la no detección, hasta el momento de alguna fuente de continuo asociada a los centros esperados de los flujos.

Para el flujo alrededor de IRC2, tanto el material con muy alta velocidad como el que posee velocidades moderadas se distribuye espacialmente de manera que parece proceder de una eyección orientada aproximadamente según la dirección del observador (ver figuras 4.4 y 4.5). Si el origen del gas con las velocidades extremas es distinto que el de aquel que tiene las velocidades moderadas significaría que la excitación del flujo asociado hasta ahora a IRC2 estaría producido por un conjunto de fuentes en las que los distintos ejes de los flujos bipolares a ellas asociados se encuentra orientados aproximadamente según la misma dirección. Esta situación implicaría la existencia de un agente externo (campo magnético, por ejemplo) capaz de alinear a la práctica totalidad de fuentes que se encuentren en la fase de expulsión de material. Aunque no existen resultados concluyentes al respecto, una situación semejante ha sido observada en el complejo de nubes moleculares de Perseo (Bachiller *et al.*, 1991) donde parece existir una tendencia en los ejes proyectados de los flujos bipolares a alinearse a lo largo de una dirección común. A diferencia de lo que ocurre en Perseo en donde la orientación de los flujos bipolares parece producirse (salvo excepciones) a gran escala, en Orión no se puede concluir nada al respecto ya que por el momento sólo existen detectadas tres regiones en las que existe el fenómeno *outflow* y una de ellas (Orión-S) no parece presentar la misma orientación que el resto aunque por el contrario sí podría existir una alineación a pequeña escala.

## 4.6 **Proyectiles asociados a los flujos bipolares de estrellas masivas**

Asociados a los flujos bipolares muy jóvenes y producidos por estrellas de baja masa, se han detectado unas condensaciones que se mueven a gran velocidad llamadas “proyectiles” o “*bullets*” que parecen ser eyectadas desde el objeto responsable de la excitación del flujo. La presencia de estos proyectiles parece estar asociada a las primeras fases de la eyección de materia (Bachiller & Gómez-González, 1992 y referencias allí especificadas). Así, hasta el momento sólo han

sido detectados proyectiles en flujos bipolares asociados a estrellas poco masivas. Una posible explicación es que las estrellas masivas evolucionan más rápidamente que las estrellas de baja masa y por tanto la fase de eyección de materia sufrida por las primeras dura menos tiempo que en las segundas.

Como hemos visto en secciones anteriores tanto la emisión procedente de flujo asociado a IRc2 como el procedente de Orión–Sur, presentan componentes secundarias a grandes velocidades en sus perfiles de emisión (ver figuras 4.12 y 4.17 respectivamente). Estas componentes son producidas por la emisión procedente de condensaciones con gran velocidad producidas en la fase de expulsión de materia que sufre el objeto u objetos centrales.

En la sección 4.5 se ha discutido sobre la naturaleza de las fuentes excitadoras de los flujos bipolares asociados a IRc2 y a la condensación S6 (Orión–Sur) y se ha visto que éstos deben ser producidos en su mayor parte por un objeto muy masivo. De esta manera, los proyectiles observados en el gas de alta velocidad procedente de IRc2 representan la primera detección de condensaciones con gran velocidad asociadas a un flujo bipolar producido por un objeto masivo. A diferencia de los proyectiles asociados a flujos procedentes de estrellas de baja masa, como pueden ser los ya mencionados L 1448 o I 3282 en los que las condensaciones de gran velocidad se observan con una anchura en velocidades menor de  $10 \text{ km s}^{-1}$ , los observados alrededor de IRc2 y de Orión–Sur tienen anchuras comprendidas entre 20 y  $36 \text{ km s}^{-1}$ . Esta diferencia en anchuras es un indicativo de un mayor estado de turbulencia en el gas que forma este tipo de condensaciones probablemente producido por procesos más energéticos de la fuente excitadora que en el caso de estrellas de baja masa.

El flujo asociado a IRc2 se encuentra orientado aproximadamente según la dirección del observador y por tanto es muy difícil separar espacialmente la emisión procedente de los proyectiles de alta velocidad de la correspondiente al ala de alta velocidad producida por el flujo. Sin embargo, la distribución espacial del flujo bipolar de Orión–Sur parece indicar que éste se encuentra formando un ángulo menor o igual a  $45^\circ$  con respecto al plano del cielo por lo que es posible separar la emisión de estos proyectiles de la del resto del flujo y determinar su tamaño y masa (ver tabla 4.5).

Para ambos flujos, existe una cierta asimetría en la intensidad de la emisión de los proyectiles situados en ambas alas del flujo existiendo una cierta tendencia a observarse más pronunciadamente el proyectil “rojo” que el “azul”. Así, los espectros tomados en la dirección de los proyectiles asociados a Orión–Sur (ver por ejemplo las figuras 4.17 y 4.24) muestran una relación entre los máximos de las intensidades de aproximadamente 2.5. Esta situación es mucho más patente en el caso del flujo asociado a IRc2 en donde el proyectil “azul” se observa marginalmente como una débil desviación del perfil gaussiano de la línea (ver figuras 4.12 y 4.13). Si ambos flujos están situados detrás de la región H II, y cerca de la interfase gas ionizado–gas neutro, dependiendo del ángulo de inclinación formado entre el eje del flujo y la superficie de la región H II, el “gas azul” será eyectado en la dirección de esta última y por lo tanto podría verse afectado por la radiación ionizante procedente de la misma, produciéndose una evaporación del material de alta velocidad. Por el contrario, la tendencia del “gas rojo” será la de alejarse de la región H II y por tanto, no estará sometido a los efectos destructivos de la misma. Este efecto será más importante cuanto mayor sea el ángulo que forman la superficie de la región H II con el eje mayor del flujo. De esta forma, el flujo asociado a IRc2 “incide” sobre esta superficie de manera más directa que Orión–Sur viéndose por tanto más afectado que este último.



Existen principalmente dos modelos que intentan explicar la naturaleza de los flujos y la existencia de *bullets*. El primero es conocido como “el proyectil interestelar” (“*the interstellar bullet*”; Norman & Silk, 1979), que supone que las condensaciones han sido expulsadas por el objeto central. La simetría anteriormente mencionada existente en la posición de los proyectiles con respecto a una región situada en las cercanías de la estrella indica que estos objetos han podido ser eyectados desde un punto cercano a ésta. El segundo modelo es el de “la condensación excitada por una onda de choque” (“*the shocked clouddel*”; Schwartz, 1978) y se basa en la existencia de inhomogeneidades en la nube ambiente que son excitadas por el paso de un frente de choque producido por la expulsión del material estelar. Para distinguir entre ambos modelos es necesario el conocimiento preciso de la posición en la que se produce la “excitación por choque” en el proyectil. Si el choque está producido por una condensación expulsada por la estrella que viaja en un medio estacionario, éste ocurrirá en la cara de la condensación situada más lejos de la fuente excitadora. Por el contrario, si es el viento procedente de la estrella el que impacta sobre una condensación que está quieta, el choque deberá observarse sobre la zona de la condensación más cercana a la estrella. Desafortunadamente, por el momento no hay observaciones que permitan distinguir entre ambas situaciones ya que la resolución de las observaciones realizadas con una única antena no es suficiente, y las observaciones realizadas con el interferómetro del Plateau de Bure (Francia) no han dado resultados concluyentes (Bachiller & Gómez-González, 1992). Sin embargo, la extraordinaria simetría, tanto espacial como en velocidades, con que se observan estos objetos respecto a la fuente excitadora, parece indicar que los proyectiles son más bien eyecciones discretas producidas por inestabilidades en las dos caras del disco de acreción existente alrededor de las estrellas jóvenes, que el resultado de inhomogeneidades en el material circundante. Así mismo, es de esperar que el origen de los proyectiles asociados a los flujos procedentes de estrellas masivas sea el mismo que el de los asociados a estrellas poco masivas ya que en su evolución ambas pasan por la misma fase de pérdida de masa y aparentemente sólo se diferencian en la cantidad de energía involucrada en el proceso y en el intervalo de tiempo en el que éste se desarrolla.

## 4.7 La distribución del gas de alta velocidad alrededor de IRc2

En la figura 4.6 en la que se representan los contornos que unen los puntos con igual velocidad terminal para las dos alas del flujo asociado a IRc2, se puede observar como la distribución del gas de más alta velocidad queda encerrada en el interior de una elipse centrada en el punto de coordenadas  $(-4'', 4'')$  con respecto a IRc2, cuyos semiejes mayor y menor miden  $54''$  y  $41''$ , respectivamente, y está inclinada con respecto al ecuador  $45^\circ$ . Según esta geometría, cabría pensar que una distribución espacial de este estilo podría estar producida por una simple expansión de una burbuja con forma de esfera o elipse centrada aproximadamente en una posición cercana a IRc2 (ver por ejemplo el modelo de Mac Low & Elitzur, 1992, que describe la expansión de los máseres de agua en W 49), en lugar de ser producida por una eyección bipolar de materia procedente de esta última fuente orientada a lo largo de la dirección de la línea de mira. Según este modelo las velocidades terminales observadas de distribuirían en circunferencias o elipses centradas en IRc2. Con objeto de discernir entre ambas posibilidades, se ha comparado como varía el área encerrada por los contornos de igual velocidad terminal observada frente al valor de

esta última corregida de la velocidad ambiente, con la ley que debería obtenerse en el caso de que tal distribución fuera producida por una expansión esférica. Para ajustar el modelo a los datos observacionales, se ha supuesto que el radio máximo de la esfera es de  $45''$  y que la velocidad terminal máxima es de  $110 \text{ km s}^{-1}$ . Los resultados se presentan en la figura 4.26. Los datos observacionales muestran como para las velocidades menores que  $80 \text{ km s}^{-1}$  la distribución de los puntos de ambas alas puede ser ajustada mediante una recta logarítmica de pendiente  $-1.81$ . Sin embargo para las velocidades superiores a  $80 \text{ km s}^{-1}$  el área disminuye mucho más rápidamente con la velocidad. Por otra parte, la distribución de áreas producida por una expansión esférica cuyas velocidades terminales se distribuyen sobre una circunferencia de radio máximo  $45''$  sólo es capaz de ajustar la región de más alta velocidad. Un ajuste peor se obtiene si se considera una expansión anisotrópica en forma de elipsoide cuyos semiejes menores de tamaño de  $45''$  se encontraran situados sobre el plano del cielo, mientras que el semieje mayor, de  $200''$  de longitud, estuviera según la dirección del observador. Así pues, un modelo simple de expansión es incapaz de explicar satisfactoriamente la distribución de materia con la velocidad.

Si se asume que además de las restricciones impuestas por la geometría observada (que supondremos a partir de ahora elíptica) la distribución de velocidades estuviese producida por una expulsión de materia de tipo “*jet*” procedente de un objeto central, el material expulsado sería muy veloz y estaría muy colimado (velocidades elevadas cercanas al eje de simetría) de manera que produciría un efecto de arrastre sobre el material ambiente comunicándole energía y produciendo un flujo turbulento del gas molecular que rodea a la estrella. Este flujo extenso inducido por el *jet* procedente de la estrella sería mucho más lento y menos colimado que este último. De esta forma, las velocidades proyectadas más elevadas se observarían cercanas y alrededor del eje de simetría del flujo, mientras que las menos elevadas estarían más alejadas pero también simétricamente distribuidas alrededor de dicho eje.

Dados los resultados observacionales puede suponerse que la distribución de las velocidades en función de la distancia al eje de simetría del flujo viene representada por una función gaussiana del tipo  $\exp -(x^2 + y^2)/2p^2$  donde  $x$  e  $y$  son las coordenadas definidas sobre el plano del cielo (Ascensión Recta y Declinación, respectivamente) y  $p$  un parámetro a determinar que representa el factor de colimación del *jet*. Ahora bien, puesto que en realidad lo que se observa son velocidades radiales (es decir la proyección de las velocidades en la dirección del observador), es necesario corregir por un factor de proyección dado por  $z/\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ . Donde  $z$  representa la distancia al observador. Así, si se supone que  $v_{\min}$  y  $v_{\max}$  son respectivamente las velocidades terminales mínima y máxima observadas en el flujo, la distribución de velocidades observadas se realizará según una función de la forma:

$$f(x, y, z) = v_{\max} \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \exp^{-\frac{x^2 + y^2}{2p^2}} + v_{\min} \quad (4.9)$$

Dado que la geometría de la distribución observada es de tipo elíptica, a su vez las coordenadas  $x$ ,  $y$ ,  $z$  están relacionadas mediante la ecuación del elipsoide:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (4.10)$$

Los valores de  $a$  y  $b$  se obtienen experimentalmente midiendo el valor de los semiejes correspondientes al contorno de velocidad terminal mínima que se considera en este trabajo. Por

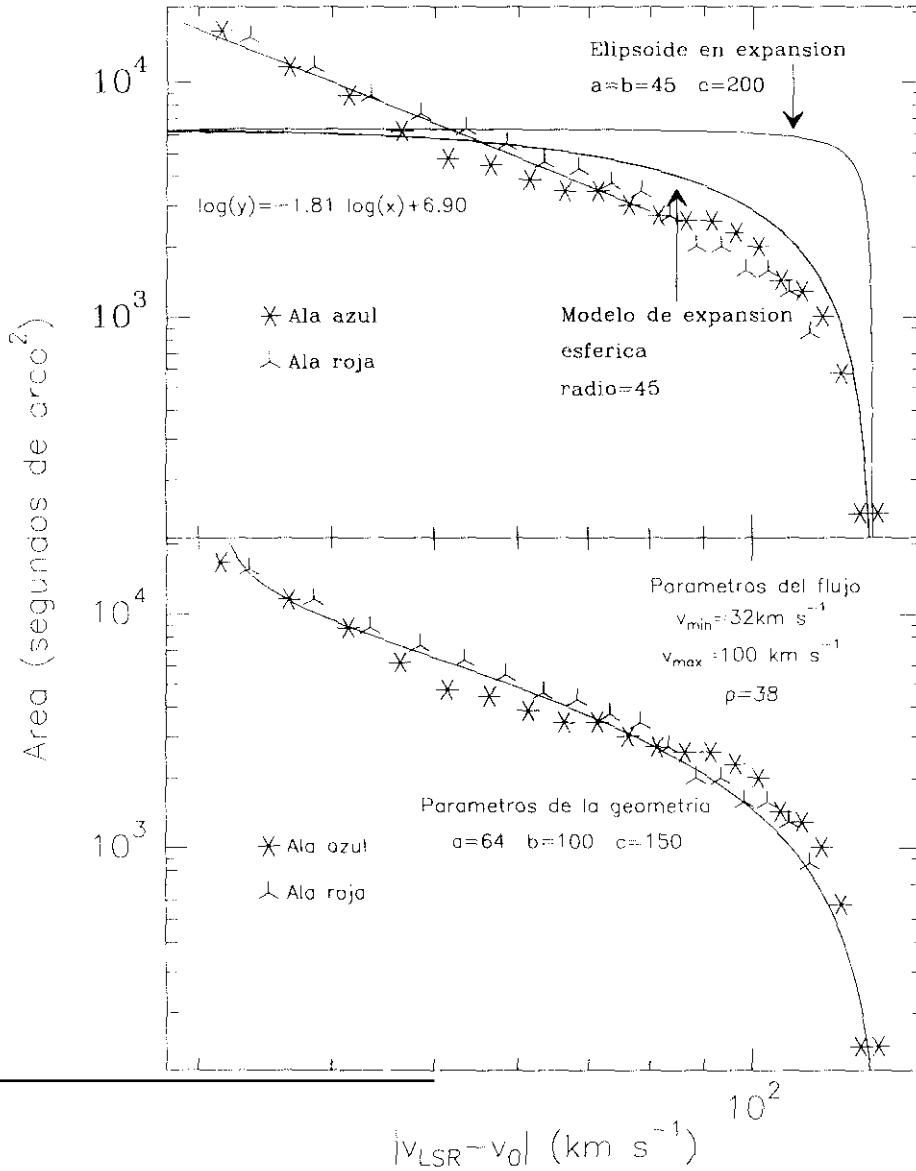


Figura 4.26: Distribución del área encerrada por los contornos que unen los puntos con igual velocidad terminal proyectada frente al valor de esta última para el flujo bipolar asociado a IRc2. Para ambos paneles, las marcas de seis puntas representan los valores obtenidos para el ala azul mientras que las de tres puntas corresponden al ala roja. En el panel superior se han representado los resultados correspondientes a una expansión de una burbuja esférica y elíptica. La línea recta representa el ajuste obtenido para velocidades menores que  $80 \text{ km s}^{-1}$ . En el panel inferior se representa el ajuste obtenido cuando se supone que la distribución de velocidades terminales es producida por un “jet” de material expulsado por la estrella. En los dos paneles aparecen los parámetros utilizados para realizar los correspondientes ajustes.

el contrario, el valor de  $c$  ha de ajustarse, ya que viene a representar la profundidad del objeto a lo largo de la línea de mira. En la tabla 4.7 se presentan los parámetros utilizados para realizar el ajuste de la figura 4.26.

Independientemente de los parámetros de la geometría y como ya se ha comentado anteriormente, el panel superior de la figura 4.26 muestra que tanto el modelo de expansión esférica como aquel que supone que la expansión se realiza según un elipsoide, no se ajustan convenientemente a los resultados experimentales. Sin embargo, el modelo propuesto en este trabajo (ver el panel inferior de la figura 4.26) se ajusta perfectamente tanto en la región “lineal” de la distribución en las velocidades moderadas ( $\leq 80 \text{ km s}^{-1}$ ) como en la región de las velocidades más elevadas ( $> 80 \text{ km s}^{-1}$ ) en la que se produce una disminución muy rápida del área encerrada por los isocontornos de velocidad terminal.

Parámetros del elipsoide	Parámetros intrínsecos al flujo
$a = 64''$ $b = 100''$ $c = 150''$	$v_{min} = 32 \text{ km s}^{-1}$ $v_{max} = 100 \text{ km s}^{-1}$ $p=38$

Tabla 4.7: *Parámetros utilizados en el modelo del jet asociado a IRc2.*

Se plantea ahora la cuestión de si la ley determinada por la expresión 4.9 es característica del flujo asociado a IRc2 (y por tanto de su especial orientación y geometría), o es más general y puede aplicarse a otros objetos similares pero cuya morfología se presenta distinta al observador. Para ello, hemos aplicado dicha ley a los flujos bipolares L1448 e I3282 a partir de las observaciones realizadas por Bachiller *et al.* (1990 y 1991, respectivamente). A diferencia del flujo asociado a IRc2 los dos objetos mencionados anteriormente son dos flujos bipolares orientados de tal manera que forman un pequeño ángulo ( $\leq 45^\circ$ ) con respecto al plano del cielo y excitados por sendas estrellas jóvenes y poco masivas. En las figuras 4.27 y 4.28 se representan los contornos que unen los puntos de igual velocidad terminal para las alas roja y azul de ambos flujos. Esta figura muestra como las velocidades terminales más extremas se distribuyen sobre una pequeña región aproximadamente rectangular centrada en el eje de simetría del flujo, estando las velocidades más cercanas a la de la nube ambiente a su alrededor formando una especie de envoltura. Esta distribución espacial de las velocidades terminales es típica de un *jet* de alta velocidad que arrastra en su movimiento al material circundante.

Dado que la expresión 4.9 relaciona velocidades terminales con las superficies encerradas por sus contornos de nivel tal y como se observarían si el objeto estuviese orientado según la línea de mira, se ha tenido que simular como serían dichos contornos para los flujos L1448 e I3282 si estas fuentes fueran observadas desde un punto situado en la dirección definida por el eje del flujo. Para ello se ha supuesto que ambos objetos se encuentran situados formando un pequeño ángulo con el plano del cielo y que presentan simetría cilíndrica con respecto a su eje. Los resultados del ajuste se encuentran en la figura 4.29 mientras que los parámetros utilizados para realizar dichos ajustes se presentan en la tabla 4.8.

Al igual que para el ajuste realizado para el flujo asociado a IRc2, tanto para el flujo asociado a L1448 como para el asociado a I3282, la ley exponencial 4.9 se ajusta perfectamente a los resultados experimentales. El perfil de estos ajustes presenta una pendiente negativa pequeña

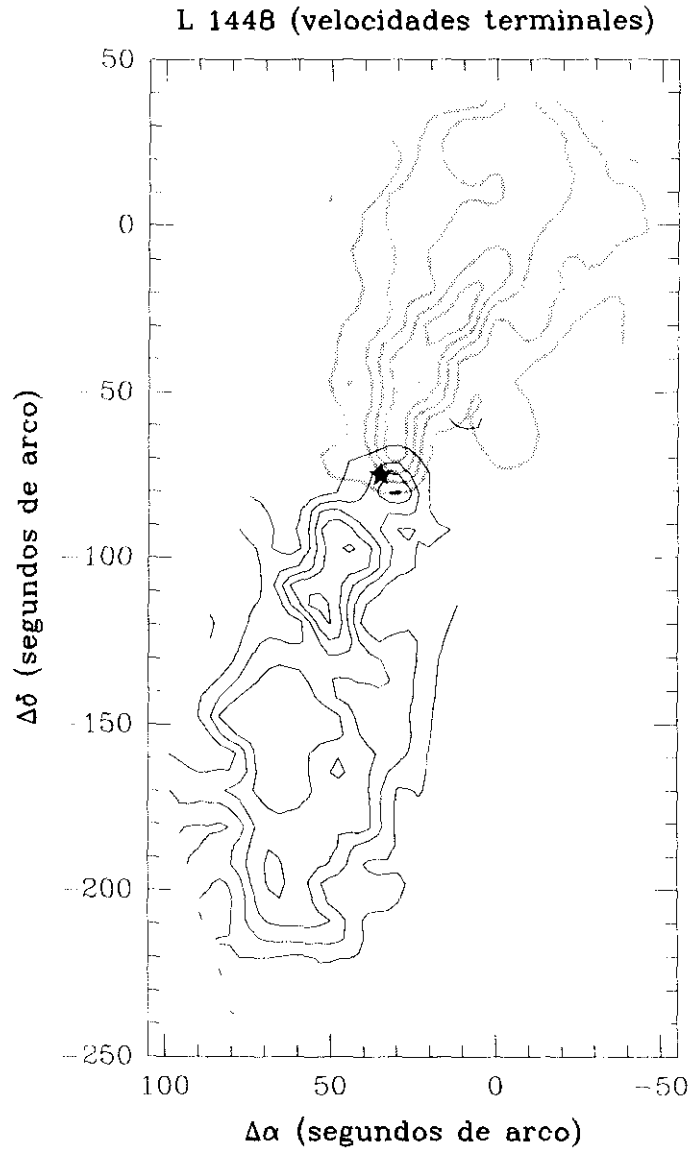


Figura 4.27: Distribución espacial de las velocidades terminales en el flujo bipolar L 1448. Las velocidades negativas (lóbulo azul) se representan mediante contornos sombrados, mientras que las velocidades positivas (lóbulo rojo) se representan mediante contornos continuos de color negro. El primer nivel del lóbulo azul es  $-10 \text{ km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $-15 \text{ km s}^{-1}$ . El lóbulo rojo tiene como primer nivel  $10 \text{ km s}^{-1}$  y la distancia entre niveles es de  $15 \text{ km s}^{-1}$ . Los puntos representan las posiciones donde fueron tomados los datos (Bachiller et al., 1990), mientras que la estrella representa la posición de la fuente excitadora.

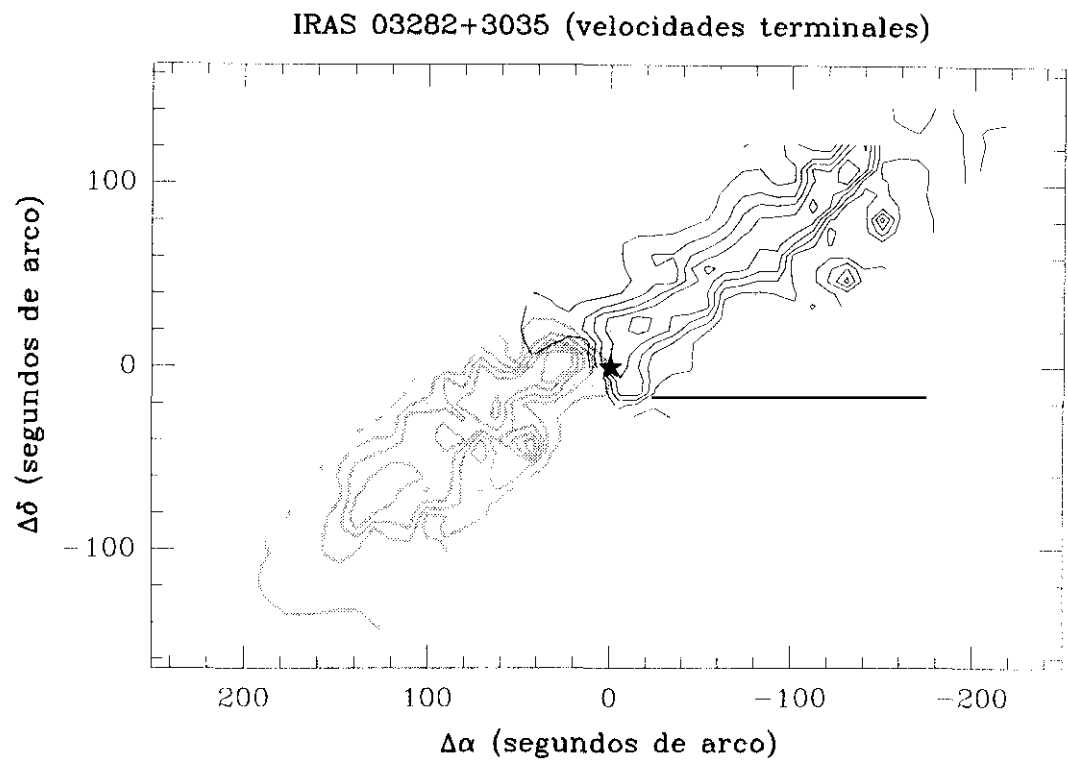


Figura 4.28: Distribución espacial de las velocidades terminales en el flujo bipolar IRAS03282 + 3035. Las velocidades negativas (lóbulo azul) se representan mediante contornos sombrados, mientras que las velocidades positivas (lóbulo rojo) se representan mediante contornos continuos de color negro. El primer nivel del lóbulo azul es  $-10\text{ km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $-15\text{ km s}^{-1}$ . El lóbulo rojo tiene como primer nivel  $10\text{ km s}^{-1}$  y la distancia entre niveles es de  $15\text{ km s}^{-1}$ . Los puntos representan las posiciones donde fueron tomados los datos (Bachiller et al., 1991), mientras que la estrella representa la posición de la fuente excitadora.

Objeto	Parámetros del elipsoide	Parámetros intrínsecos al flujo
L 1448	$a = b = 39''$ $c = 150''$	$v_{min} = 10\text{ km s}^{-1}$ $v_{max} = 55 - 65\text{ km s}^{-1}$ $p=30$
I3282	$a = b = 44''$ $c = 235''$	$v_{min} = 10\text{ km s}^{-1}$ $v_{max} = 70\text{ km s}^{-1}$ $p=26$

Tabla 4.8: Parámetros utilizados en el modelo del jet asociado a los flujos bipolares L 1448 e IRAS03282+3035.

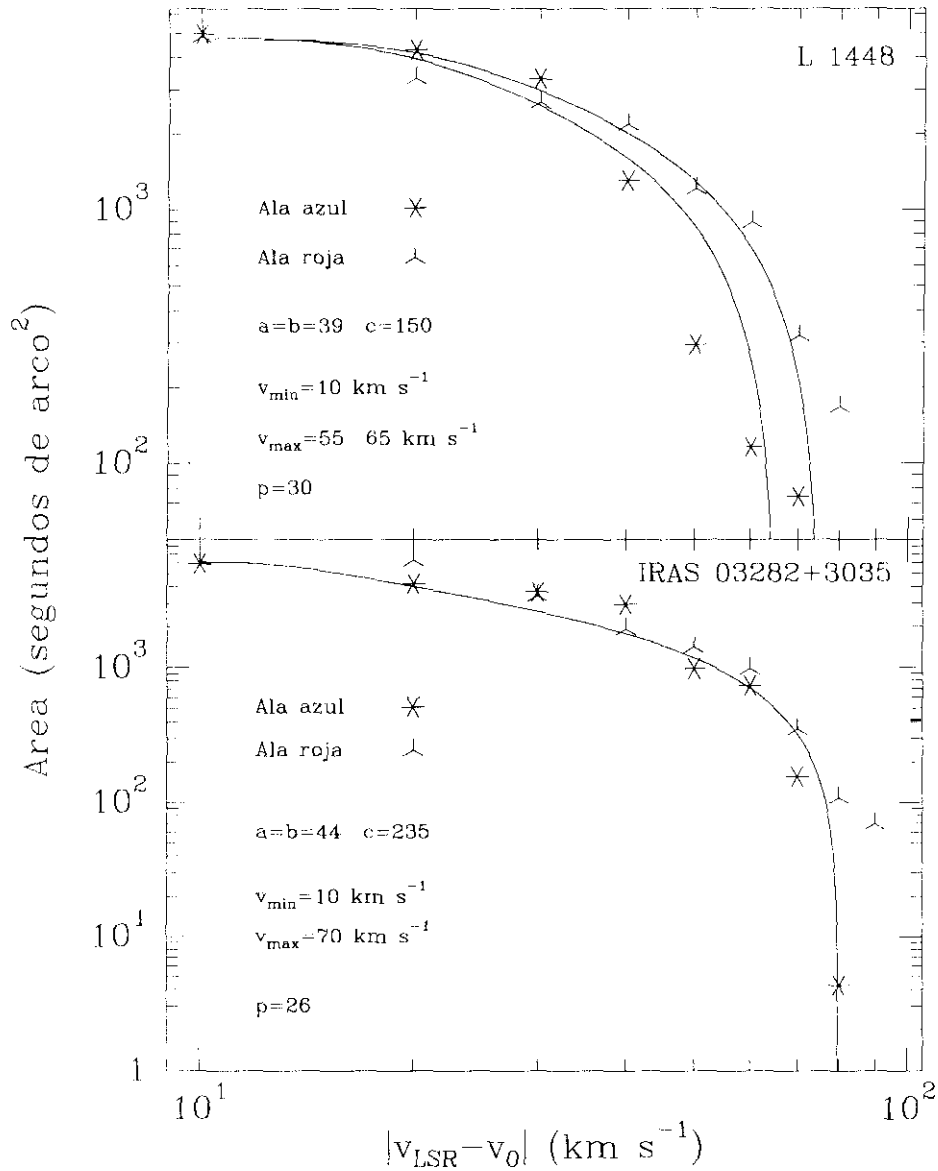


Figura 4.29: Simulación de la distribución del área encerrada por los contornos que unen los puntos con igual velocidad terminal proyectada frente al valor de esta última para los flujos bipolares L 1448 e IRAS03282 + 3035 tal y como sería si fueran observados según su eje de simetría. Para ambos paneles, las marcas de seis puntas representan los valores obtenidos experimentalmente para el ala azul mientras que las de tres puntas corresponden al ala roja. Las curvas representan el resultado del ajuste obtenido al utilizar la ecuación 4.9 con los parámetros indicados en cada panel.

para las velocidades moderadas ( $\leq 40 \text{ km s}^{-1}$  para L 1448 y  $\leq 40 \text{ km s}^{-1}$  para I 3282) mientras que para las velocidades más extremas la pendiente aumenta considerablemente su valor (en valor absoluto).

Así pues, parece que tanto para el flujo asociado a IRc2, orientado según la línea de mira, como para L 1448 e I 3282, situados aproximadamente sobre el plano del cielo, la relación entre las áreas encerradas por los contornos de igual velocidad terminal es consistente con un modelo en el que un *jet* producido por un objeto central “arrastra” en su camino al gas molecular ambiente produciendo a su alrededor un flujo de material neutro turbulento de menor velocidad.

Cabría ahora preguntarse si la ley dada por la expresión 4.9 es válida incluso para las velocidades de expansión de objetos asociados a flujos bipolares tales como los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$ . Para ello hemos comparado con los resultados obtenidos con el modelo de Mac Low & Elitzur (1992). Según este modelo, los máseres de agua observados en las regiones de formación estelar se producen en envolturas en expansión barridas por vientos de alta velocidad procedentes de estrellas masivas jóvenes. Mac Low & Elitzur (1992) describen la cavidad creada por el viento estelar mediante una ley de densidades que depende del radio de la misma y del escalonamiento (gradiente de densidad) de sus paredes. Dicha ley es capaz de ajustar la relación existente entre la posición de los máseres de agua con respecto al objeto central y su velocidad para los datos experimentales obtenidos por Gwinn *et al.* (1992) para los máseres de agua observados en W 49. Resultados similares se obtienen con la expresión 4.9 para las velocidades terminales propias de W 49 y un parámetro de colimación  $p \sim 0.08$ . Por tanto, el modelo supuesto para el flujo asociado a IRc2 es capaz también de explicar la ley de velocidades asociada a los máseres de W 49 y es compatible con la idea de que el gas molecular de alta velocidad en IRc2 es un *jet* alineado a lo largo de la línea de mira.

#### 4.7.1 La distribución de masa

En la figura 4.30 se representa como varía la masa por intervalos de velocidad de  $5 \text{ km s}^{-1}$  (intensidad integrada de CO cada  $5 \text{ km s}^{-1}$ ) frente a la velocidad terminal para el flujo asociado a IRc2. El área encerrada por cada una de las curvas y el eje de ordenadas representa la intensidad integrada de CO en intervalos de velocidades de  $5 \text{ km s}^{-1}$ . Sorprendentemente puede observarse una mayor cantidad de masa de gas de baja velocidad para las posiciones que presentan velocidades terminales más elevadas, es decir, para aquellos puntos cuya distancia proyectada al eje de simetría del flujo es menor, o lo que es lo mismo en la dirección del *jet*. Existen dos argumentos capaces de explicar esta distribución de la materia. El primero de ellos consiste en suponer que en las cercanías del objeto excitador existe una gran cantidad de gas que se mueve con todas velocidades como resultado del arraste del material ambiente por la acción de un *jet* de alta velocidad muy colimado. La segunda posibilidad es la contraria, es decir que es lejos de la fuente excitadora, al final de los *jets* donde se concentra la mayoría de la masa de menor velocidad. Esta segunda posibilidad es la que cabría esperar si al final de cada uno de los lóbulos del flujo bipolar se produce un *bow shock* al impactar el *jet* sobre el material ambiente. En este caso, además de un aumento en la densidad debería observarse material a todas las velocidades justamente en la dirección en la que se produce el *bow shock*. Debido a la orientación, según la línea de mira, del flujo asociado a IRc2 es imposible discernir entre estas dos posibilidades. No obstante como ya se ha hecho anteriormente, si podemos contrastar los resultados obtenidos para



Orión A con los procedentes de otros *outflows* que presentan un ángulo de inclinación mayor con respecto a la dirección del observador. Para ello hemos analizado los resultados obtenidos en los flujos bipolares L 1448 e I 3282 (Bachiller *et al.*, 1990 y 1991 respectivamente). Para realizar las estimaciones que a continuación se describen se ha supuesto que ambos flujos bipolares se encuentran situados aproximadamente en el plano del cielo y que presentan geometría cilíndrica con respecto a su eje.

Para poder comparar los resultados de L 1448 e I 3282 con los de Orión–IRc2 es necesario simular una observación de los dos primeros objetos de tal forma que el observador estuviese situado en la dirección definida por el eje del flujo. Para ello, en primer lugar, se ha determinado cual es la máxima apertura de ambos flujos trazando una línea perpendicular al eje de simetría de cada uno de ellos que pasa por los puntos en los que el contorno de velocidad terminal más baja es más ancho. Posteriormente, se ha dividido dicha línea en segmentos de longitud similar a la anchura del haz correspondiente a la frecuencia en la que fueron tomados los datos y se han dividido los lóbulos azul y rojo de ambos flujos en regiones caracterizadas cada una de ellas por su distancia al eje del flujo o lo que es lo mismo, por su velocidad terminal. Una observación realizada desde un punto situado en la dirección definida por el eje del flujo daría como resultado espectros que no serían más que la suma de los espectros correspondientes a cada una de las zonas anteriormente citadas. Dichos espectros deben de representar un límite superior de la distribución de materia con la velocidad que se observaría si el flujo estuviese orientado en la dirección del observador.

Ahora bien, dada la orientación aproximadamente sobre el plano del cielo de L 1448 y de IRAS 3282 (ángulo de inclinación del eje del flujo con respecto al plano del cielo  $\leq 45^\circ$ ) es posible separar la contribución a la masa total del flujo de las regiones correspondientes a las “cabezas” de ambos lóbulos, de las regiones más cercanas a la fuente excitadora. De esta manera es posible determinar como se distribuye el gas tanto en función de la velocidad terminal de las alas (o lo que es lo mismo, en función de la distancia al eje de simetría del flujo) como en función de la distancia a la fuente excitadora. En las figuras 4.31 y 4.32 se representa como se distribuye la masa por intervalos de velocidades de  $10 \text{ km s}^{-1}$  (intensidad integrada de CO) con la velocidad terminal para cada una de las alas del flujo bipolar L 1448, mientras que las figuras 4.33 y 4.34 representan la misma distribución de masa para el flujo bipolar I 3282. En las dos alas de ambos flujos se puede observar como existe una tendencia a que la mayoría de la masa, para todos los intervalos de velocidades, se sitúe en las cercanías del eje del *jet* (es decir, en las velocidades terminales máximas). Además se puede comprobar como dicha distribución se observa preferentemente en las regiones más cercanas a las “cabezas” de los lóbulos existiendo más de un factor 3 en la relación de masas correspondientes a las regiones cercanas a la fuente excitadora y la más alejada de la misma. Este resultado sugiere que el *jet* producido por la estrella excitadora crea a su alrededor una burbuja al evacuar el material ambiente. Este material se va acumulando fundamentalmente en la parte delantera de ambos lóbulos donde se forman *bow shocks* que crean alrededor del objeto una estructura de concha o envoltura en expansión.

Los resultados obtenidos para los flujos bipolares L 1448 e I 3282 son semejantes e inducen a extrapolar una distribución similar de la masa para otros flujos bipolares independientemente de su orientación sobre el plano del cielo. En particular dicha distribución de la materia sería consistente con los resultados obtenidos si el flujo asociado a Orión–IRc2 estuviese orientado aproximadamente según la dirección del observador.

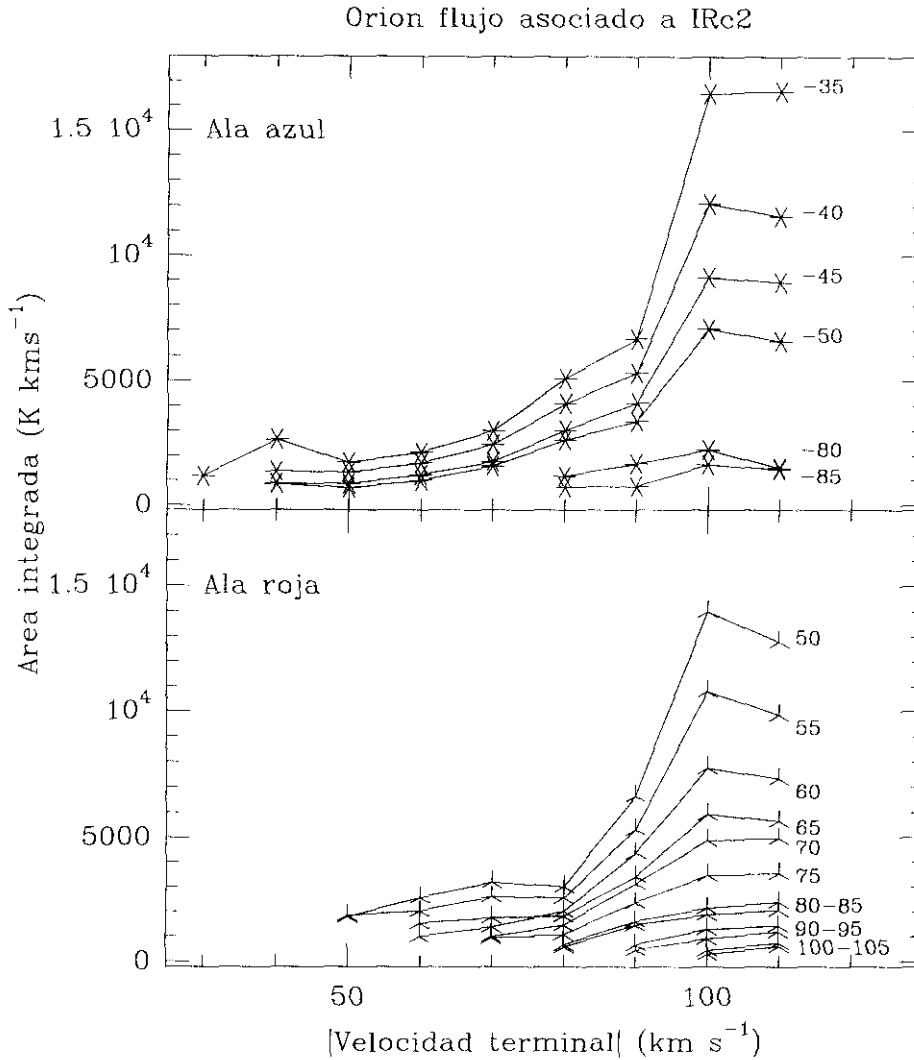


Figura 4.30: Distribución de la masa por intervalos de velocidad de  $5 \text{ km s}^{-1}$  (intensidad integrada de CO por intervalos de velocidades de  $5 \text{ km s}^{-1}$  de anchura) con la velocidad terminal para el flujo bipolar asociado a IRc2. El panel superior corresponde al lóbulo azul mientras que el panel inferior corresponde al lóbulo rojo. En ambos lóbulos puede distinguirse las regiones correspondientes al choque ("bow shock") y del "jet" de alta velocidad. Los números que aparecen a la derecha de cada curva representan el valor del extremo superior del intervalo de velocidades considerado en  $\text{km s}^{-1}$ .

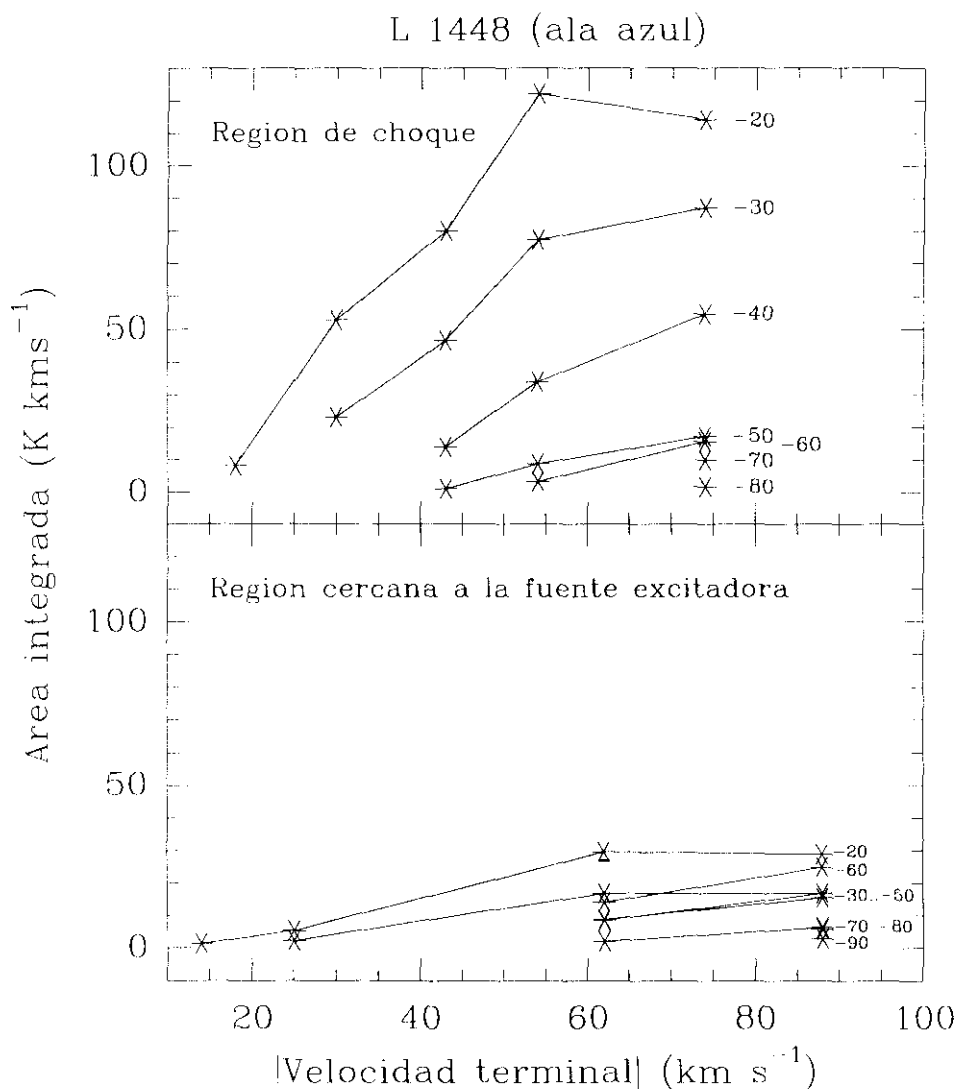


Figura 4.31: Distribución de la masa por intervalos de velocidades de  $10 \text{ km s}^{-1}$  de anchura (intensidad integrada de CO por intervalo de velocidad) con la velocidad terminal para el ala azul del flujo bipolar L 1448. El panel superior corresponde a la región del lóbulo azul más alejada de la fuente excitadora donde probablemente se produzca un choque ("bow shock") entre el material eyectado por esta última y el gas ambiente. El panel inferior corresponde a la región del mismo lóbulo más cercana a la fuente excitadora y donde se observan las velocidades terminales más elevadas. Para cada curva, el número que aparece a la izquierda de la misma corresponde al extremo más negativo del intervalo de velocidades considerado en  $\text{km s}^{-1}$ .

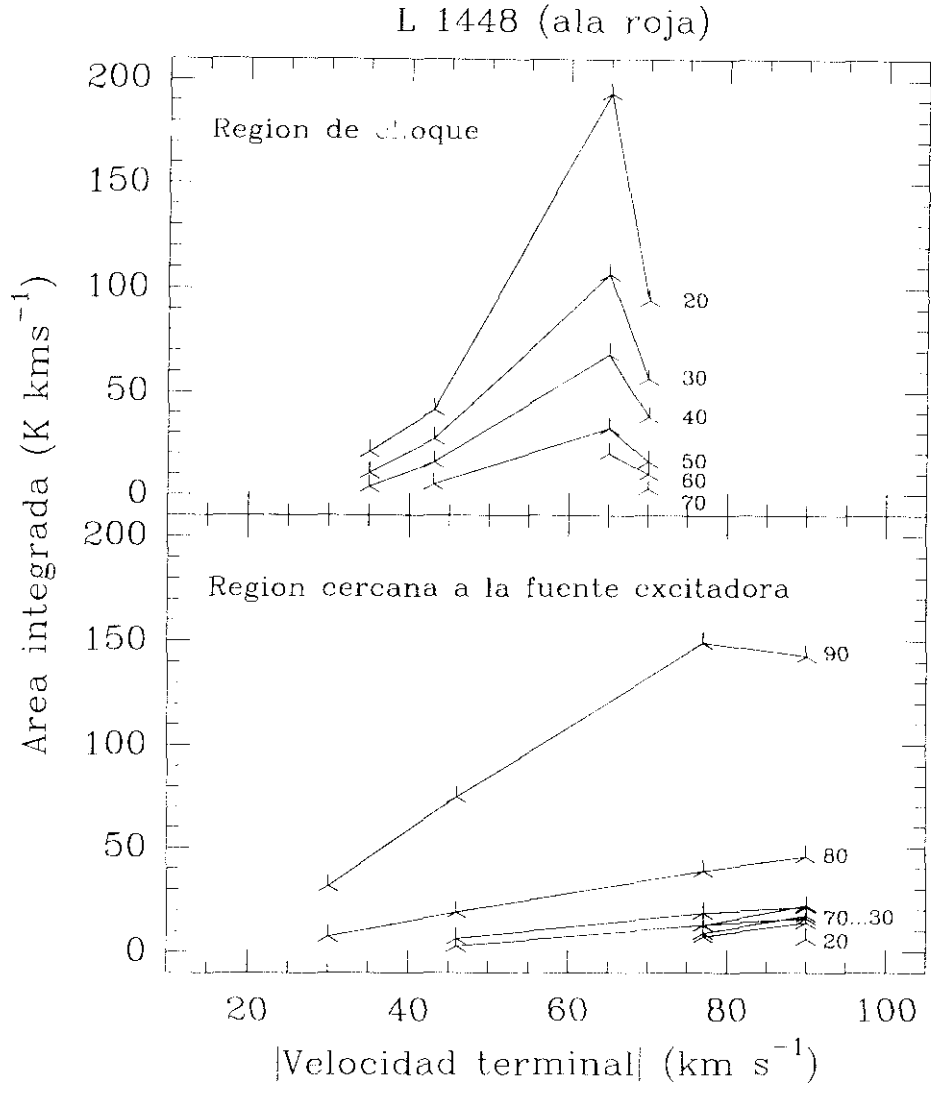


Figura 4.32: Distribución de la masa por intervalos de velocidades de  $10 \text{ km s}^{-1}$  de anchura (intensidad integrada de CO por intervalo de velocidad) con la velocidad terminal para el ala roja del flujo bipolar L 1448. El panel superior corresponde a la región del lóbulo rojo más alejada de la fuente excitadora donde probablemente se produzca un choque ("bow shock") entre el material eyectado por esta última y el gas ambiente. El panel inferior corresponde a la región del mismo lóbulo más cercana a la fuente excitadora y donde se observan las velocidades terminales más elevadas. Para cada curva, el número que aparece a la izquierda de la misma corresponde al extremo superior del intervalo de velocidades considerado en  $\text{km s}^{-1}$ .

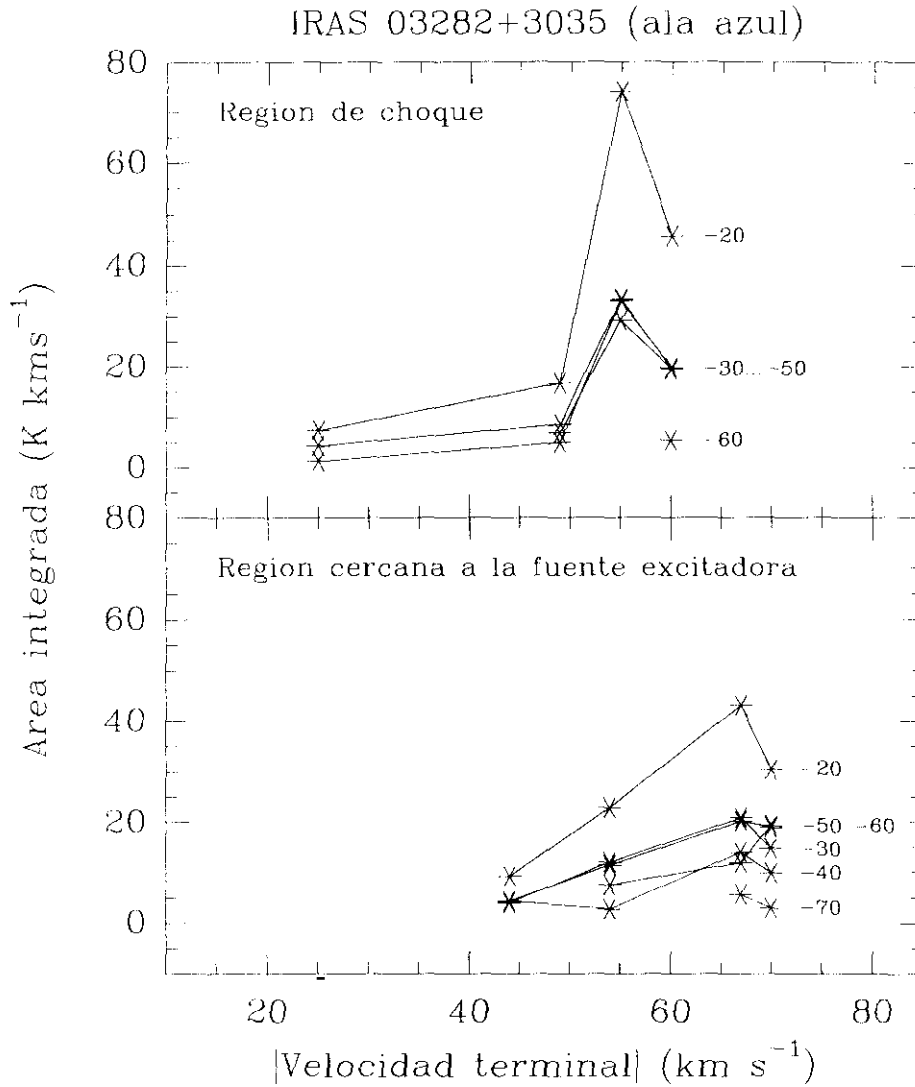


Figura 4.33: Distribución de la masa por intervalos de velocidades de  $10\ km\ s^{-1}$  de anchura (intensidad integrada de CO por intervalo de velocidad) con la velocidad terminal para el ala azul del flujo bipolar IRAS 03282+3035. El panel superior corresponde a la región del lóbulo azul más alejada de la fuente excitadora donde probablemente se produzca un choque ("bow shock") entre el material eyectado por esta última y el gas ambiente. El panel inferior corresponde a la región del mismo lóbulo más cercana a la fuente excitadora y donde se observan las velocidades terminales más elevadas. Para cada curva, el número que aparece a la izquierda de la misma corresponde al extremo más negativo del intervalo de velocidades considerado en  $km\ s^{-1}$ .

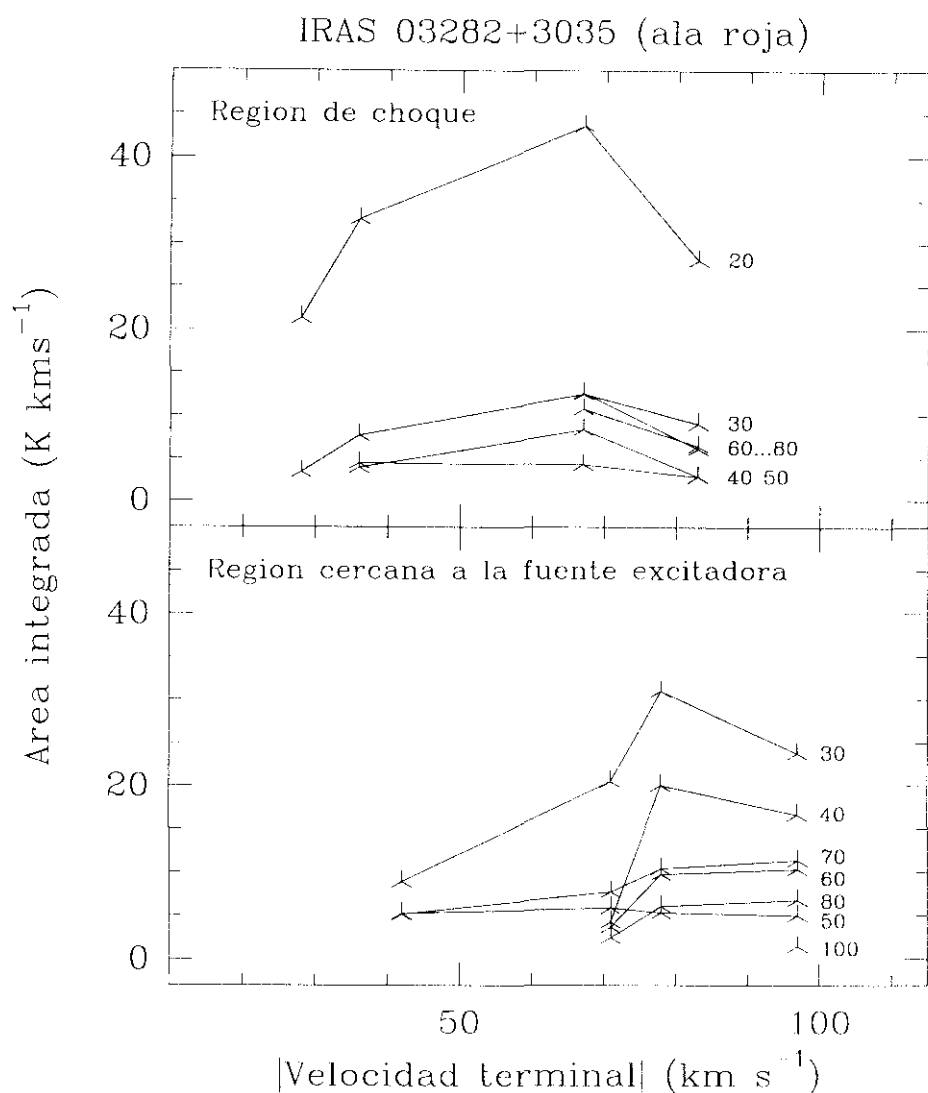


Figura 4.34: Distribución de la masa por intervalos de velocidades de  $10 \text{ km s}^{-1}$  de anchura (intensidad integrada de CO por intervalo de velocidad) con la velocidad terminal para el ala roja del flujo bipolar IRAS 03282+3035. El panel superior corresponde a la región del lóbulo rojo más alejada de la fuente excitadora donde probablemente se produzca un choque ("bow shock") entre el material eyectado por esta última y el gas ambiente. El panel inferior corresponde a la región del mismo lóbulo más cercana a la fuente excitadora y donde se observan las velocidades terminales más elevadas. Para cada curva, el número que aparece a la izquierda de la misma corresponde al extremo superior del intervalo de velocidades considerado en  $\text{km s}^{-1}$ .

En resumen puede decirse que en el flujo asociado a IRc2 existen dos componentes en el material expulsado por los objetos jóvenes que atraviesan la fase de flujo bipolar. La primera está formada por el material expulsado con velocidad muy elevada y muy colimado que se distribuye en las cercanías del eje del flujo en forma de *jet*. La segunda está formada por el material que es arrastrado por el *jet* y contiene la mayor parte de la masa observada con velocidades más cercanas a la de la nube ambiente. Esta segunda componente rodea por completo ambos lóbulos del flujo bipolar, sin embargo la mayor parte de la misma se encuentra en los *bow shocks* que se forman por el choque del gas de muy alta velocidad con el material ambiente en la parte delantera (cabeza) de los dos lóbulos.

## 4.8 La interacción entre el flujo bipolar asociado a IRc2 y el material ambiente

En la sección anterior hemos visto como la emisión del gas de alta velocidad asociada al flujo procedente de IRc2 puede ser explicada con un modelo consistente en un *jet* de material con velocidades muy elevadas anisotrópico y orientado aproximadamente en la dirección del observador. Según este nuevo modelo, el *jet* impactaría sobre el gas molecular ambiente produciendo un *bow shock* en la región delantera a las “cabezas” de los dos lóbulos del flujo tal y como se ha discutido anteriormente (ver sección 4.7.1). La presencia del *bow shock* favorecería la observación de moléculas características de una química de choques. Debido a las elevadas velocidades terminales observadas en las alas de la emisión de CO (por encima de  $100 \text{ km s}^{-1}$ ) parecería lógico pensar que tal choque fuese de tipo discontinuo (“J *shock*”). Sin embargo, existe una cierta contradicción entre la cinemática del choque y las abundancias esperadas de las especies moleculares observadas (en particular de SO y SiO, ver Martín–Pintado *et al.*, 1992) ya que son típicas de un choque de tipo continuo o de baja velocidad (“C *shock*”). No obstante, los resultados de la sección anterior indican que en los flujos bipolares la mayoría de la masa que se encuentra procesada por el choque entre el *jet* expulsado por la estrella y el material ambiente (*bow shock*) tiene una velocidad muy inferior a la observada en el propio flujo. Esta situación implica que a pesar de las altas velocidades observadas en este tipo de fenómenos es muy probable que la mayoría de la materia se encuentre procesada por choques de tipo continuo, o en cualquier caso, que los resultados observacionales sean producto de una combinación de los efectos producidos por choques de tipo “C” y “J”. De hecho, existen modelos de *jets* radiativos supersónicos (*cooling jets*, ver por ejemplo Blondin, Fryxell & Königl, 1990) producidos por objetos jóvenes en los que después de haberse generado el *jet*, la región de la cabeza del mismo colapsa formando una envoltura fría y densa sobre la que se desarrollan inestabilidades térmicas y, en algunos casos, dinámicas del tipo Rayleigh–Taylor. La presencia de las inestabilidades en la envoltura hace que el “perfil del *bow shock*” sea irregular, o lo que es lo mismo, se generen distintos *bow shocks* a medida que se desarrollan estas inestabilidades. Además, en la interfase entre la envoltura y el propio flujo aparecen inestabilidades dinámicas de Kelvin–Helmholtz que deforman esta superficie y que son en parte las responsables de la presencia de *shocks* oblicuos en el interior del “haz” del *jet*. Por tanto, las observaciones del gas excitado por los choques generados por este tipo de interacciones deben representar una mezcla de todos los fenómenos discutidos anteriormente.

Seguidamente veremos como el modelo propuesto en este trabajo es capaz de explicar la mayoría de los hechos observacionales asociados al flujo de IRc2 tales como la emisión del hidrógeno molecular, la presencia de máseres de agua, o las emisiones de moléculas tales como SO, SO<sub>2</sub> y HCO<sup>+</sup>.

Una de las evidencias más directas de la interacción entre el flujo bipolar asociado a IRc2 y el medio ambiente proviene de la emisión de las transiciones vibracionales del hidrógeno molecular. Las medidas de la extinción visual en Orión (Thaddeus *et al.*, 1971) indican que la región de la que proviene la emisión del hidrógeno se encuentra en el interior de la nube molecular. Esta situación restringe a las ondas de choque el modo en que la molécula de hidrógeno puede ser excitada vibracionalmente. La distribución espacial del gas molecular de alta velocidad, en particular la emisión de CO asociada al flujo bipolar procedente de IRc2, indica que es precisamente el impacto del viento con la nube ambiente el responsable de la excitación de las moléculas de hidrógeno.

Las observaciones de la transición vibracional  $v = 1 \rightarrow 0$  S(1) del hidrógeno molecular en la región de Orión (ver por ejemplo Nadeau & Geballe, 1979) muestran que parte del gas excitado por choques tiene velocidades relativas al gas ambiente por encima de 70 km s<sup>-1</sup>. Movimientos supersónicos similares de H<sub>2</sub> excitado por choques se han observado en otras regiones de formación estelar (ver por ejemplo Garden *et al.*, 1986; Doyon & Nadeau, 1988) y se supone que están asociados con la interacción de los vientos de alta velocidad procedentes de un objeto joven y la nube molecular sobre la que impactan. La emisión atómica y molecular en Orión ha sido modelizada por varios autores como proveniente de un choque de tipo "C" en el que interviene un campo magnético moderado (Draine & Roberge, 1982; Chernoff, Hollenbach & McKee, 1982). Sin embargo, la intensidad de las líneas de gran excitación del hidrógeno molecular son considerablemente más intensas que las predichas por estos modelos siendo por el contrario consistentes con un choque hidrodinámico o de tipo "J" (Brand *et al.*, 1988).

El modelo propuesto en este trabajo modifica sustancialmente el propuesto por Geballe *et al.* (1986) (ver figura 4.35) y su esquema es similar al propuesto por Johnston *et al.* (1992) (ver figura 4.36) con objeto de explicar la posición de los máseres de metanol. El flujo bipolar asociado a IRc2 contiene gas molecular moviéndose a velocidades mayores que 100 km s<sup>-1</sup> y está orientado aproximadamente según la dirección del observador. Los vientos (*jet*) procedentes de la protoestrella han barrido una cantidad considerable de material de la nube ambiente. Este material se encuentra en forma de una fina pero densa "concha" o envoltura que se está moviendo a una velocidad baja (entre 10 y 40 km s<sup>-1</sup>) en el interior de la nube. Cerca de la superficie externa de la envoltura se produce una onda de choque que es la responsable de la excitación del hidrógeno molecular. La cantidad de material acumulado hacia los laterales de la envoltura es menor que en la dirección del centro (eje del flujo), por lo que la emisión del hidrógeno molecular se observa menos intensa en la dirección de la fuente excitadora. Existen también choques no disociativos (de baja velocidad) en el interior del flujo y quizás en la interfase entre el mismo y del material por él barrido. El polvo de la envoltura oscurece el flujo y la emisión de las líneas en su interior mientras que, el polvo del interior del flujo oscurece la porción "trasera" (desplazada hacia el rojo) del *outflow*. La asimetría observada en las líneas de la emisión del H<sub>2</sub> según la cual existe un predominio de la emisión del ala azul frente a la roja es por tanto resultado de la combinación de los efectos producidos tanto por la extinción como la cinemática de la región.

La presencia de las velocidades más elevadas tanto en el ala roja como en el azul, ligeramente



desplazadas de la dirección definida por el eje del flujo podrían ser debidas a una pequeña inclinación del eje del flujo, una deflexión de ambos lóbulos, o a la presencia de otros flujos bipolares. Estas situaciones ya han sido comentadas en la sección 4.5. Además, existen efectos secundarios en la propia propagación del flujo tales como inestabilidades térmicas y dinámicas tanto en la cabeza del *jet* (región de impacto) como sobre la superficie de interfase entre el propio *jet* y la nube ambiente, o inclusive efectos de proyección que deben de ser tenidos en cuenta por un modelo realista y que afectan ostensiblemente a la distribución del campo de velocidades.

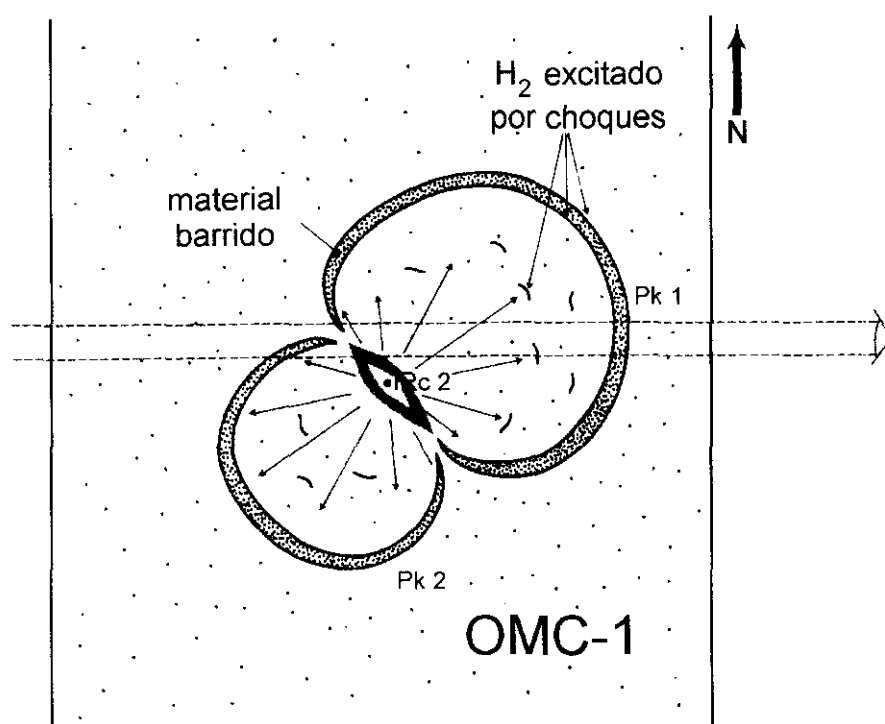


Figura 4.35: Modelo para el núcleo de OMC1 (flujo asociado a IRc2) propuesto por Geballe *et al.* (1986). El observador se sitúa a la derecha del dibujo. La fuente del flujo junto con su disco circunestelar se representan en el centro. Las flechas representan el viento de la protoestrella. Los puntos representan el polvo y el material barrido de la nube molecular. Las ondas de choque, responsables de la excitación del hidrógeno molecular se encuentran tanto en el interior del volumen ocupado por el flujo como en la interfase entre éste y la nube molecular ambiente. Las posiciones marcadas como Pk1 y Pk2 indican los puntos en que la emisión del H<sub>2</sub> es más intensa.

En la figura 4.37 se realiza la comparación de la distribución espacial entre las emisiones de CO procedente del flujo bipolar asociado a IRc2 y del H<sub>2</sub><sup>+</sup> (Beckwith *et al.*, 1978). El panel central contiene la suma de las emisiones comprendidas entre  $-100$  y  $-30 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $45$  y  $95 \text{ km s}^{-1}$ , es decir la emisión correspondiente a la suma de las emisiones de las dos alas excepto la procedente de los intervalos de velocidades más extremos (entre  $-110$  y  $-100 \text{ km s}^{-1}$  y entre

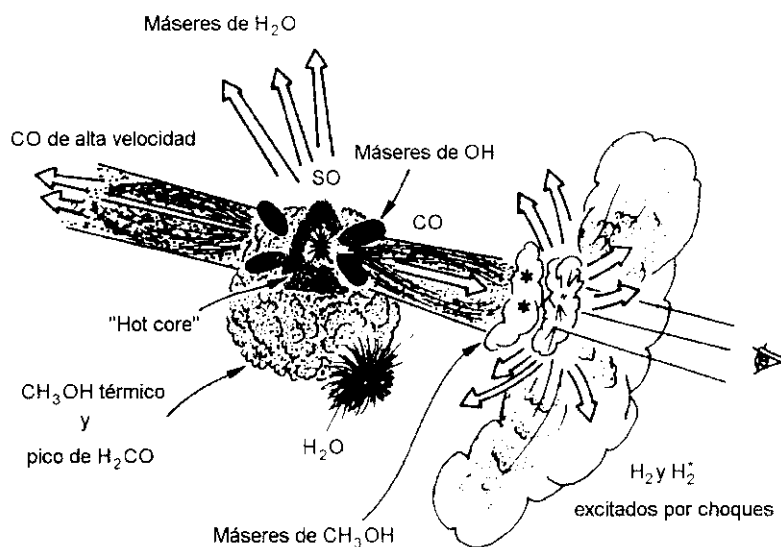


Figura 4.36: Esquema de la región OMC1 según Johnston *et al.* (1992).

95 y  $105 \text{ km s}^{-1}$ ) que se muestran en los paneles laterales. La extensión espacial de la emisión de CO correspondiente a la suma de las dos alas (panel central) es prácticamente coincidente con la del hidrógeno molecular. El máximo de CO para la suma se encuentra entre las posiciones de IRc2 y el pico de la emisión del hidrógeno molecular denotado como Pk1 por Beckwith *et al.* (1978). La posición de este máximo de la emisión de CO coincide aproximadamente con una zona próxima al mínimo de la emisión de  $\text{H}_2^+$ . Esta situación es consistente con la idea de una acumulación del material empujado por el *jet* procedente de la protoestrella en la dirección del observador (“cabeza” del flujo). Dicha acumulación produciría un aumento en la extinción hacia la región central en relación a la extinción en los laterales en los que la emisión del hidrógeno molecular es más intensa. Para las velocidades más extremas en el ala azul y roja de la emisión de CO el máximo se sitúa, respectivamente, unos pocos segundos al sureste y al sur de la posición en la que se encuentra el máximo de la emisión del hidrógeno molecular (Pk1).

Una posibilidad puesta de manifiesto por Brand *et al.* (1988 y 1989) para el flujo asociado a IRc2 es que el choque observado en esta región sea de tipo “*J* no dissociativo”, o sólo “*J* parcialmente dissociativo” con una velocidad comprendida entre  $10$  y  $20 \text{ km s}^{-1}$ . Esta clase de choques se ajustarían mejor a las observaciones de hidrógeno molecular de la región BN/KL que los modelos de choque continuo de Draine & Roberge (1982) y Chernoff, Hollenbach & McKee (1982). Aunque teóricamente es difícil de entender la existencia de tales choques en el gas molecular con velocidades tan pequeñas (ver Hollenbach, Chernoff & McKee, 1989), Brand *et al.* (1988 y 1989) proporcionan fuertes argumentos fenomenológicos para argumentar su existencia. Como hemos visto anteriormente, la presencia de *bow shocks* en las cabezas de los dos lóbulos del flujo permite la existencia de múltiples choques de distintos tipos. Así, asociado al gas más veloz se tendría un choque de tipo dissociativo mientras que el gas asociado al propio *bow shock* que como hemos visto en la sección anterior es el menos veloz y el que más masa tiene, estaría asociado a un choque no dissociativo o de tipo continuo del que provendría la mayoría

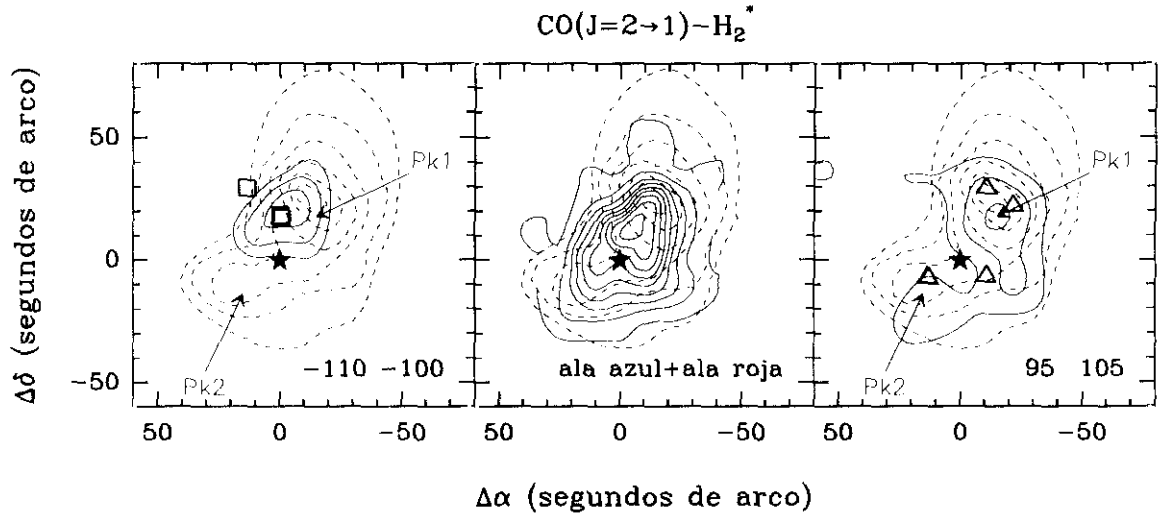


Figura 4.37: Comparación entre las emisiones del ala azul de la línea de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO con la del hidrógeno molecular vibracionalmente excitado (Beckwith et al., 1978). Para cada panel la emisión de CO viene representada por los contornos de trazo continuo, mientras que la de  $\text{H}_2^*$  viene representada por los contornos de trazo discontinuo. En los paneles izquierdo y derecho se señalan las posiciones denotadas por Beckwith et al. (1978) como Pk1 y Pk2. En estos paneles se representa la emisión correspondiente a los intervalos de velocidades más extremos de las alas azul (izquierda) y roja (derecha), así como las posiciones de los máseres de agua de más alta velocidad (los cuadrados representan las velocidades negativas o desplazadas hacia el azul y los triángulos las velocidades positivas o desplazadas hacia el rojo). Los valores de las velocidades entre los cuales ha sido integrada la emisión del CO aparecen en la esquina inferior derecha. El primer contorno de esta emisión vale  $1 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$ . El panel central contiene la suma de las emisiones comprendidas entre  $-100$  y  $-30 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $45$  y  $95 \text{ km s}^{-1}$ . El primer contorno vale  $15 \text{ K km s}^{-1}$  y la distancia entre niveles es de  $15 \text{ K km s}^{-1}$ . Para los tres paneles la estrella de cinco puntas representa la posición de IRc2.

de la emisión de SO y de las demás moléculas características cuya abundancia aumenta con la presencia de este tipo de choques.

A partir de los resultados obtenidos por Brand *et al.* (1988) hemos calculado aproximadamente un valor de la densidad de la columna del hidrógeno molecular vibracionalmente excitado del orden de  $N(\text{H}_2^*) \sim 5.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  en la posición denominada Pk1. Si comparamos con el valor de la densidad columnar de CO para ambas alas del flujo,  $N(\text{CO})_{\text{azul}} \sim 1.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  y  $N(\text{CO})_{\text{rojo}} \sim 1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ , obtenemos un valor de las fracciones moleculares relativas a la cantidad de  $\text{H}_2^*$  del orden de  $N(\text{CO})/N(\text{H}_2^*) \sim 0.2 - 0.3$ . Si la excitación del hidrógeno molecular se produce exclusivamente por choques, significa que existe una importante fracción del mismo que no está excitado y por lo tanto la emisión del hidrógeno y del CO no provienen de la misma región a pesar de que tanto los perfiles de su emisión como la extensión espacial de la misma sean muy similares.

Como hemos visto en la sección 4.7 la ley de velocidades 4.9 asociada al modelo del *jet* orientado según la dirección del observador ajustaba en las velocidades de expansión observadas en objetos típicamente relacionados con los flujos bipolares como son los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  y en particular con el modelo de la envoltura barrida por los vientos propuesto por Mac Low & Elitzur (1992). Sin embargo, a diferencia de la geometría sugerida por este modelo en el que los máseres más veloces se observarían en posiciones cercanas al eje del flujo (en la dirección definida por el semieje mayor del elipsoide producido por la expansión) y los menos veloces en los laterales, en el flujo asociado a IRc2 ocurre al contrario, es decir, suponiendo que el flujo está orientado según la dirección del observador, los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  de baja velocidad se encuentran más cercanos a la línea de mira (o eje del flujo), mientras que los más veloces se encuentran a distancias proyectadas mayores (ver figura 4.38).

Una posible explicación a esta distribución espacial se basa exclusivamente en argumentos temporales y cinemáticos. Así, en primer lugar podría ocurrir que todos los máseres de agua se hubieran creado simultáneamente siendo los más rápidos los que se ven más lejos del centro de expansión ya que en menos tiempo han llegado más lejos del mismo. En segundo lugar, podría ser que el flujo bipolar no se produjera de una manera continua en el tiempo, sino que más bien fuera el resultado de eyecciones discretas de material cada cierto tiempo. De esta forma los dos tipos de máseres de agua observados se corresponderían con distintos eventos explosivos en la vida del flujo. La existencia de proyectiles de alta velocidad o *bullets* asociados a los flujos bipolares en general (Plambeck *et al.*, 1983; Bachiller & Cernicharo, 1990), y en particular los vinculados al flujo cuyo origen se asigna a IRc2, indican la existencia de eyecciones discretas de material desde la protoestrella y favorece la idea de que los máseres se originaron en distintas etapas de la evolución del objeto excitador. Así, los máseres más veloces podrían haberse generado anteriormente a los más lentos siendo estos últimos producidos en un proceso de eyección menos energético que aquel que produjera a los primeros.

Sin embargo también son plausibles argumentos geométricos. De esta manera, y al igual que en el caso de otros flujos bipolares (L 1448, por ejemplo), podría ocurrir que uno o ambos lóbulos (*jets*) sufriera una ligera desviación con respecto al eje de simetría del flujo, o que el *jet* fuese de tal forma que la máxima excitación por choques no se produjera justo en la cabeza del mismo sino en posiciones situadas a cierta distancia del eje de simetría del mismo (ver por ejemplo Blondin, Fryxell & Königl, 1990; Loken *et al.*, 1992).

En cualquier caso, es muy difícil predecir cual es la distribución espacial de las velocidades

en un modelo de *jet* orientado según la dirección del observador ya que, como se ha indicado anteriormente, existen multitud de fenómenos secundarios que complican en exceso la formulación de dicho modelo. Sin embargo, los resultados obtenidos en la sección anterior, que indican la existencia de gran cantidad de materia con velocidades moderadas en la cabecera del *jet*, así como la gran correlación existente entre las posiciones de los máseres de agua de más alta velocidad y la emisión de CO de alta velocidad, sugiere que el *jet* producido por la estrella excitadora crea a su alrededor una burbuja al evacuar el material ambiente. Este material se va acumulando fundamentalmente en la parte delantera de ambos lóbulos donde se forman *bow shocks* que crean alrededor del objeto una estructura de concha o envoltura en expansión. Es en esta envoltura en donde según Mac Low & Elitzur (1992) se producen los máseres de agua. De la región asociada al *bow shock* provendría la emisión máser de baja velocidad y por tanto se observa en las cercanías de la fuente excitadora. Por el contrario, en el caso particular del flujo asociado a IRc2, la emisión máser de alta velocidad se observa fuertemente relacionada con la distribución espacial de la emisión de alta velocidad de CO (ver figuras 4.37 y 4.38) y alejada del eje del flujo, hacia los “laterales” de la cabeza del *jet*. Posiblemente, es en estas regiones en donde el *jet* sufre una deceleración más pequeña ya que se acumula una cantidad menor de material. Esta situación también sería consistente con la distribución espacial observada de la emisión del  $\text{H}_2^+$  (ver figura 4.37). Como se ha mostrado anteriormente, esta distribución es tal que los máximos de intensidad se observan también desplazados con respecto a la dirección definida por la línea de mira y coincidente con la emisión con velocidad más alta de CO.

## 4.9 La distribución de la emisión de CO a gran escala

### 4.9.1 Morfología

En esta sección se realizará un análisis del gas ambiente, a gran escala, cuya morfología y cinemática claramente no están dominadas por las fuentes de emisión de material con alta velocidad discutidas anteriormente. Debido a la extraordinaria complejidad de la emisión de CO en esta región, el estudio se ha realizado describiendo la emisión por intervalos de velocidades comenzando con velocidades moderadas en el ala azul y roja del espectro (entre  $-30$  y  $0 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $25$  y  $45 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente) y finalizando con velocidades próximas a la de la nube ambiente (entre  $0$  y  $15 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $15$  y  $25 \text{ km s}^{-1}$ ).

#### Las velocidades moderadas entre $-30$ y $0 \text{ km s}^{-1}$ y entre $25$ y $45 \text{ km s}^{-1}$

En la figura 4.40 se muestra la distribución de la emisión de CO integrada entre  $-30$  y  $0 \text{ km s}^{-1}$ . La emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO en este rango de velocidades que se distribuye alrededor de la región del Trapecio/IRc2 se concentra en una región con forma ovalada en dirección norte-sur cuyo máximo de emisión se sitúa aproximadamente en la posición  $(-6.5'', 7'')$  con respecto a IRc2. La extensión de esta emisión varía desde aproximadamente un diámetro medio de  $130''$  hasta aproximadamente  $400''$  para las velocidades comprendidas entre  $-5$  y  $0 \text{ km s}^{-1}$  (ver figura 4.41). Para el ala roja, la emisión correspondiente a los intervalos de velocidades comprendidos entre  $25$  y  $45 \text{ km s}^{-1}$  (figuras 4.43 y 4.44) se distribuye de manera irregular alrededor de la región del Trapecio/IRc2 y de S6 extendiéndose sobre una región de

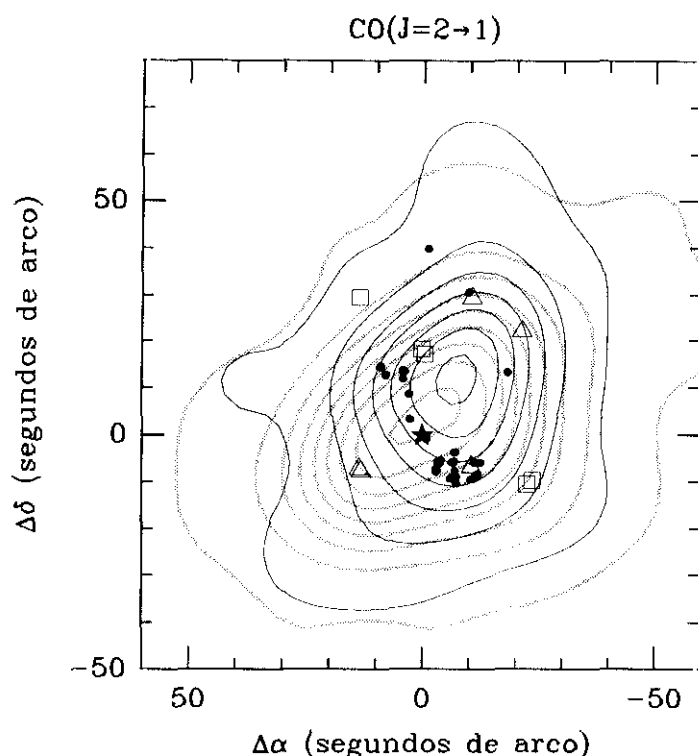


Figura 4.38: Posiciones de los máseres de agua de alta y baja velocidad con respecto a los dos lóbulos del flujo bipolar asociado a IRc2. Las posiciones fueron tomadas de Genzel et al. (1981). Los contornos de trazo continuo pertenecen al lóbulo azul (emisión en intervalo de las velocidades comprendidas entre  $-110$  y  $-30 \text{ km s}^{-1}$ ) mientras que los de trazo sombreado pertenecen al lóbulo rojo (emisión correspondiente al intervalo de las velocidades comprendidas entre  $35$  y  $95 \text{ km s}^{-1}$ ). La posición de IRc2 viene representada por la estrella de cinco puntas. Los puntos negros representan las posiciones ocupadas por los máseres de agua de baja velocidad mientras que los cuadrados y triángulos representan las posiciones de los máseres de alta velocidad con velocidades negativas y positivas respectivamente.

aproximadamente  $200''$  de diámetro. No obstante, las velocidades moderadas tanto positivas como negativas muestran estructuras en forma de condensaciones aisladas y filamentos (alguno de ellos incipientes). Como discutiremos en este capítulo, su origen podría estar relacionado con la región III o con la interacción de ésta con la nube ambiente y los objetos jóvenes situados detrás de ella (ver sección 4.10). Así, en el intervalo de velocidades entre  $-5$  y  $0 \text{ km s}^{-1}$  (figura 4.41) aparece una condensación aislada (CAV1 de ahora en adelante) situada a unos  $350''$  al sur de IRc2, coincidente en posición con la condensación denominada CC4 en la emisión de la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  de  $\text{HC}_3\text{N}$  (ver sección 3.3.2). Esta condensación tiene forma alargada en la dirección noreste-suroeste siendo su dimensión más alargada de  $44''$  y su anchura de aproximadamente  $27''$ . En la figura 4.39 se presentan algunos espectros correspondientes a la condensación CAV1. La emisión de esta región proviene de un pico secundario del espectro, claramente definido, con una anchura típica de solamente  $1.66 \text{ km s}^{-1}$  y centrado a  $-0.56 \text{ km s}^{-1}$ . Esta condensación aparece únicamente en este intervalo de velocidades no teniendo contrapartida para velocidades positivas. La forma en que aparece esta condensación como una línea secundaria en el espectro recuerda a la emisión procedente de los “proyectiles”, sin embargo su pequeña anchura ( $1.66 \text{ km s}^{-1}$ ) y por tanto baja dispersión en velocidades le diferencia de la emisión proveniente de estos últimos.

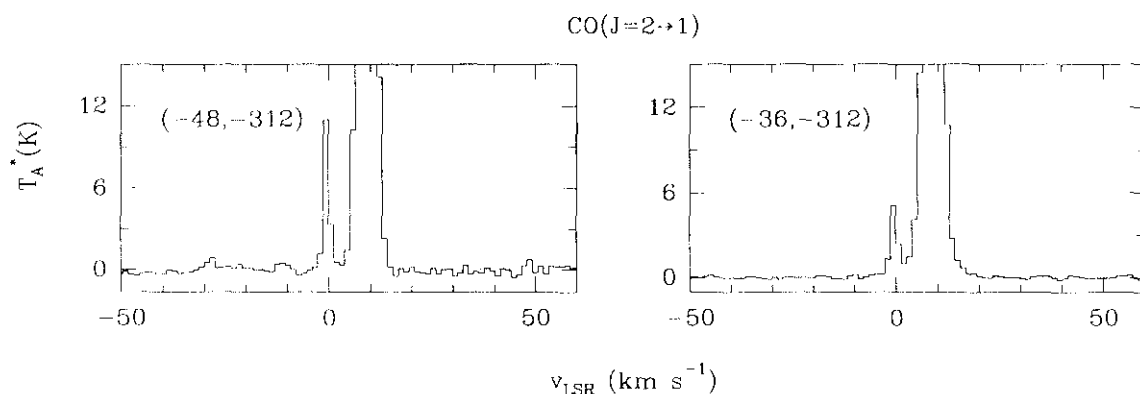


Figura 4.39: Perfiles de la línea de emisión de la transición rotacional  $J = 2 \rightarrow 1$  de la molécula de CO en la dirección de la condensación CAV1. Ambos espectros muestran la componente secundaria centrada aproximadamente en  $-0.56 \text{ km s}^{-1}$ .

Por otra parte, en la emisión correspondiente a los intervalos de velocidades  $-15$  a  $-10 \text{ km s}^{-1}$ ,  $-10$  a  $-5 \text{ km s}^{-1}$  y  $-5$  a  $0 \text{ km s}^{-1}$  se observa la aparición progresiva de un filamento (WF1) al noroeste de IRc2 que se extiende en dirección este-oeste y que coincide espacialmente con la posición del MF2 detectado en la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  en el intervalo velocidades comprendidas entre  $6$  y  $7.5 \text{ km s}^{-1}$  (ver capítulo 2). La presencia de filamentos se acentúa en las velocidades cercanas a la ambiente como veremos un poco más adelante.

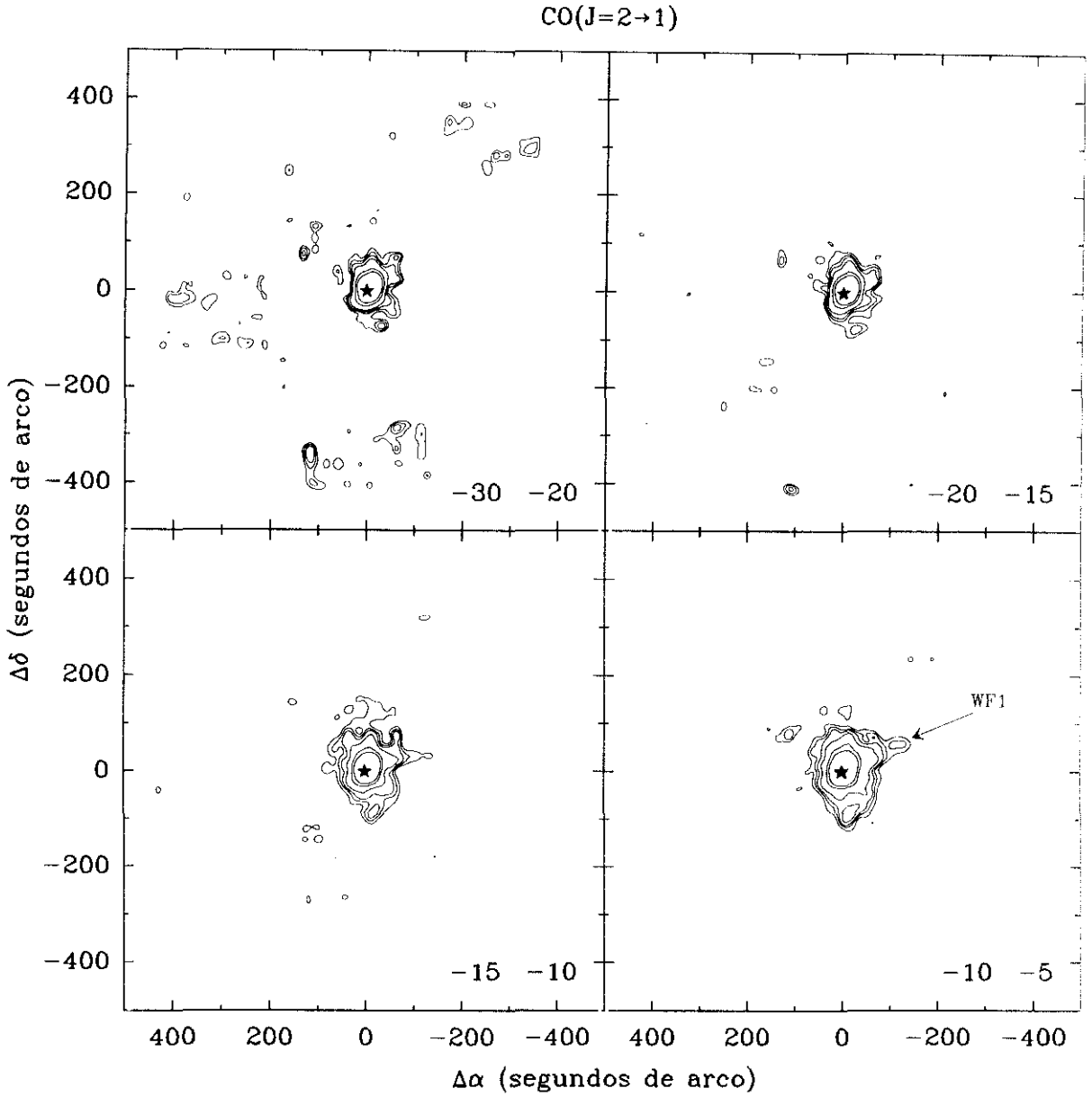


Figura 4.40: Mapa de intensidad integrada en distintos intervalos de velocidades de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO en la dirección de Orión A. Los intervalos en los ejes son relativos a la posición de IRC2 ( $\alpha(1950)=5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 47.0^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950)=-5^{\circ} 24' 23.6''$ ), representada en cada panel por una estrella. Los intervalos de velocidades, en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , aparecen en la esquina inferior derecha de cada recuadro. Los niveles corresponden a los valores de la intensidad integrada: 1, 3, 1.8, 2.3, 3.4, 5, 10, 20  $\text{K km s}^{-1}$  y de 40 en adelante en intervalos de 35  $\text{K km s}^{-1}$ .



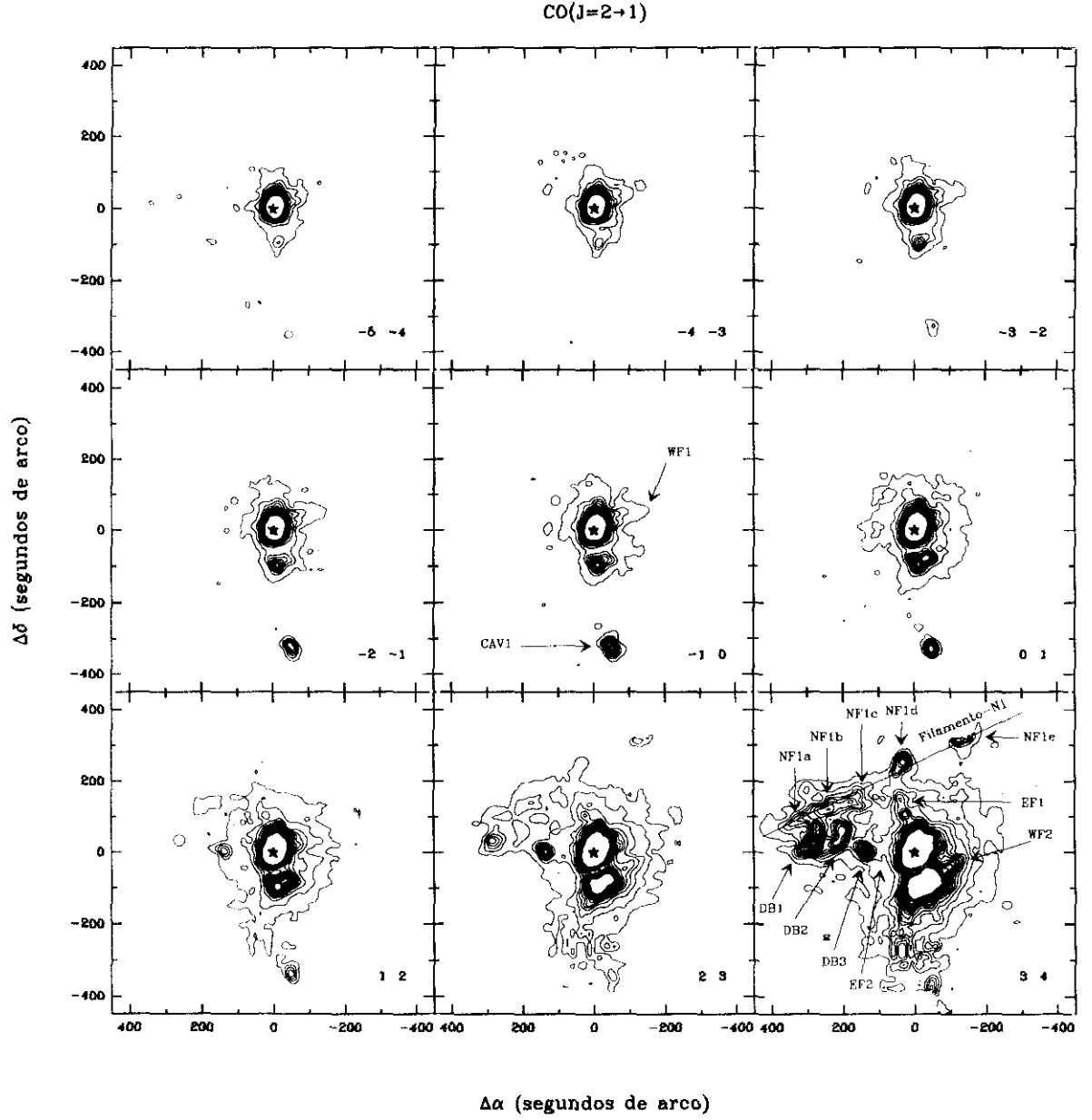


Figura 4.41: Mapas de la intensidad integrada en distintos intervalos de velocidades para la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO en la dirección de Orión A (continuación). Los intervalos de velocidades, en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , aparecen en la esquina inferior derecha de cada recuadro. Para todos los paneles, el primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $1.3 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$ .

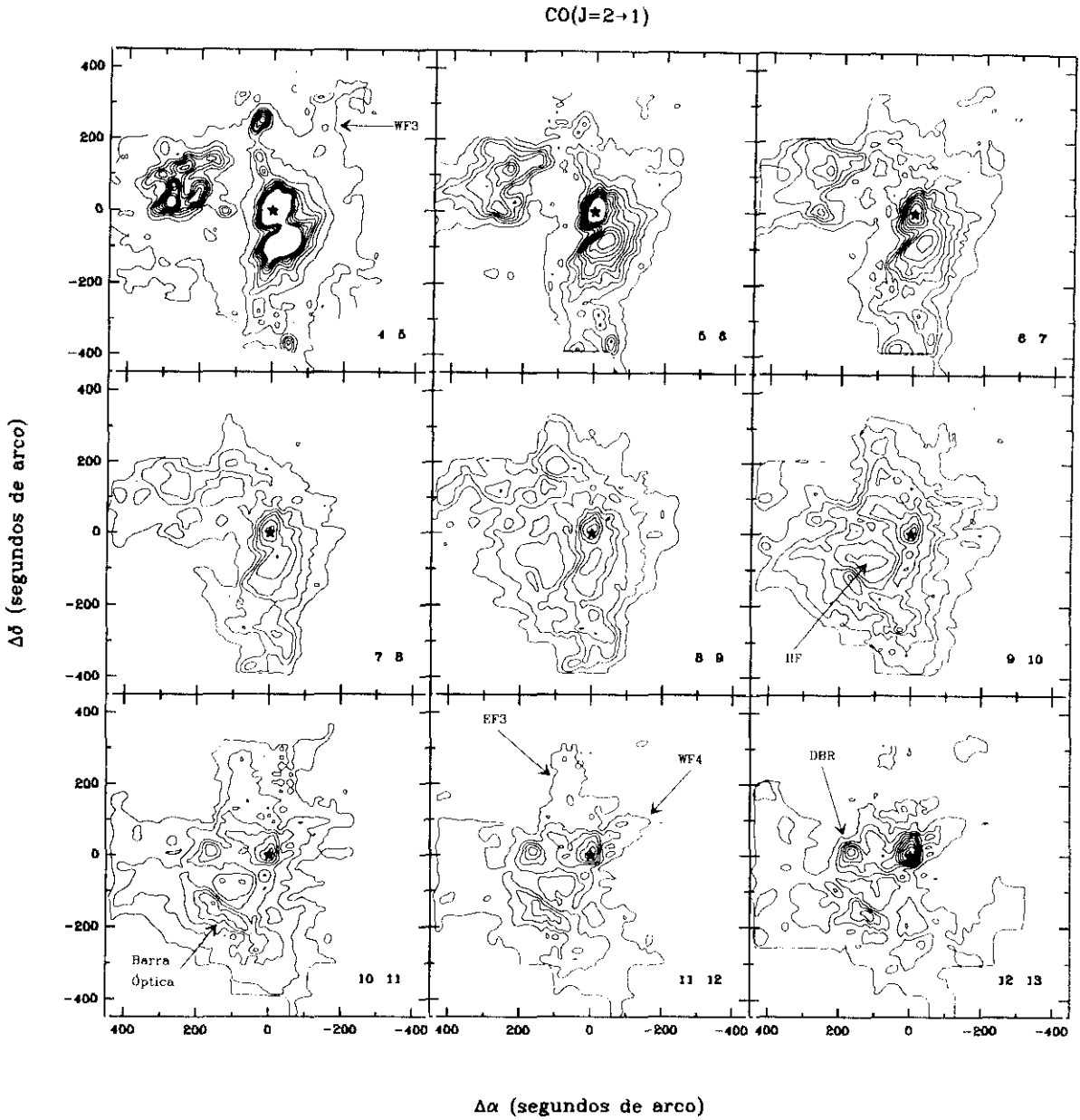


Figura 4.42: Mapas de la intensidad integrada en distintos intervalos de velocidades para la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO en la dirección de Orión A (continuación). Los intervalos de velocidades, en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , aparecen en la esquina inferior derecha de cada recuadro. Los valores de los niveles son como siguen. Entre 4 y  $5 \text{ km s}^{-1}$ , el primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $2 \text{ K km s}^{-1}$ . Entre 5 y  $6 \text{ km s}^{-1}$ , el primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $5 \text{ K km s}^{-1}$  y la distancia entre niveles es de  $5 \text{ K km s}^{-1}$ . Entre 6 y  $7 \text{ km s}^{-1}$ , el primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $10 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $7 \text{ K km s}^{-1}$ . Para las velocidades comprendidas entre 7 y  $12 \text{ km s}^{-1}$ , el primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $20 \text{ K km s}^{-1}$  y la distancia entre niveles es de  $10 \text{ K km s}^{-1}$ . Finalmente, entre 12 y  $13 \text{ km s}^{-1}$ , el primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $12 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $7 \text{ K km s}^{-1}$ .

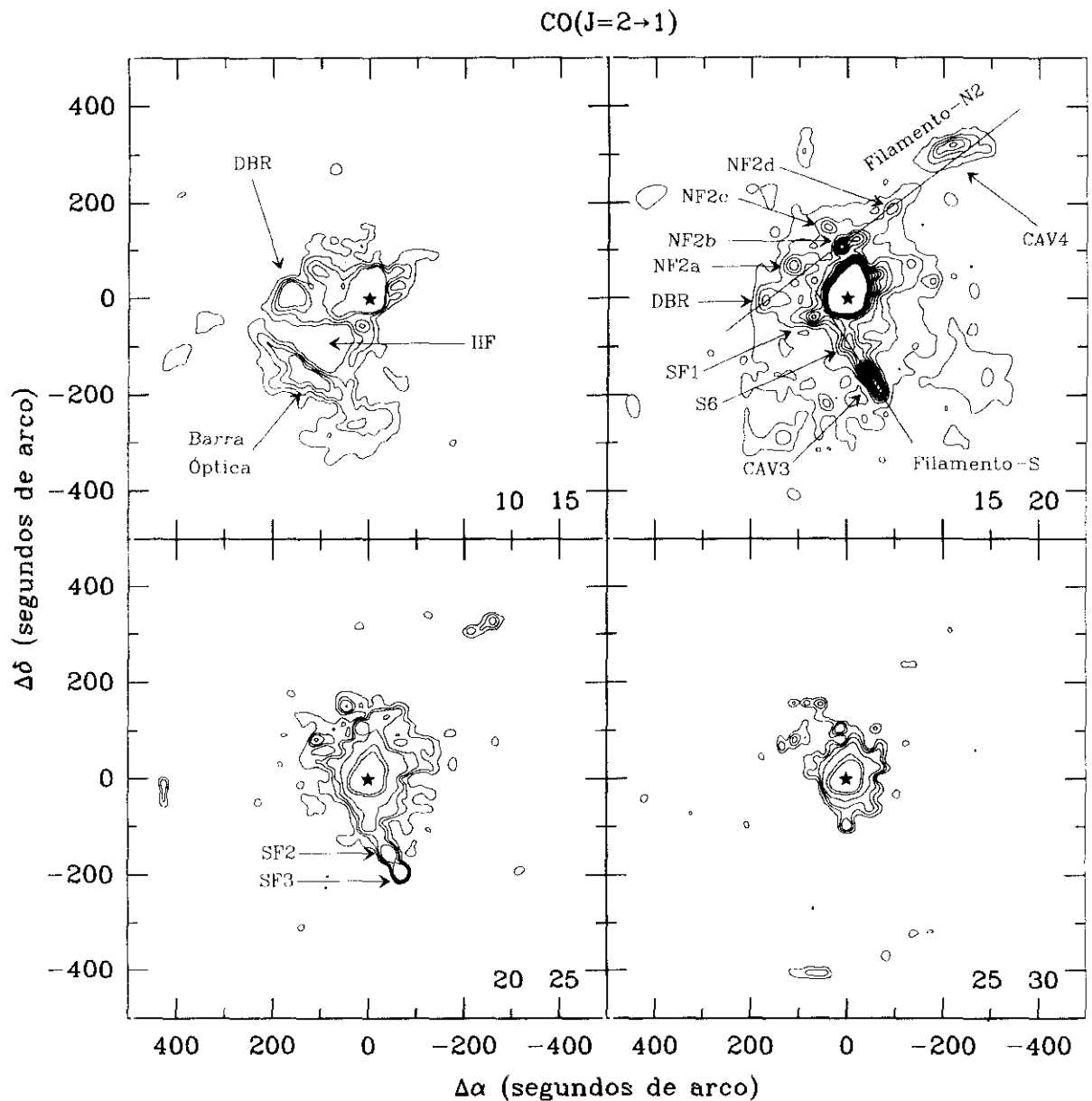


Figura 4.43: Mapas de la intensidad integrada en distintos intervalos de velocidades para la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO en la dirección de Orión A (continuación). Los intervalos de velocidades, en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , aparecen en la esquina inferior derecha de cada recuadro. Los valores de los niveles son como siguen. Entre 10 y  $15 \text{ km s}^{-1}$ , el primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $85 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $20 \text{ K km s}^{-1}$ . Entre 15 y  $20 \text{ km s}^{-1}$ , el primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $2 \text{ K km s}^{-1}$  y la distancia entre niveles es de  $2 \text{ K km s}^{-1}$ . Finalmente, entre 20 y  $30 \text{ km s}^{-1}$ , Los niveles corresponden a los valores de la intensidad integrada: 1.3, 1.8, 2.3,  $3.4 \text{ K km s}^{-1}$  y de 10 en adelante en intervalos de  $10 \text{ K km s}^{-1}$ .

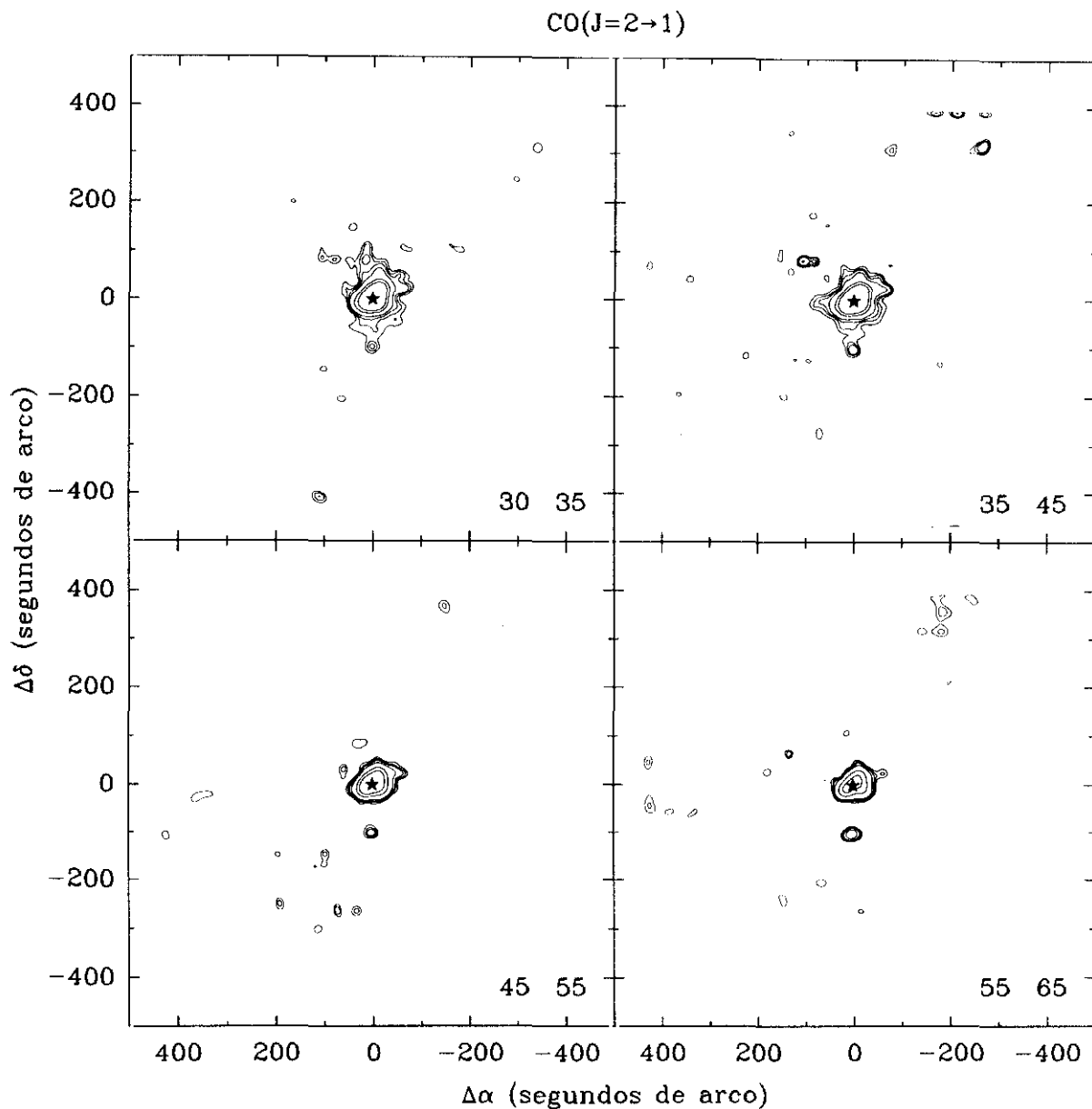


Figura 4.44: Mapas de la intensidad integrada en distintos intervalos de velocidades para la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO en la dirección de Orión A (continuación). Los intervalos de velocidades, en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , aparecen en la esquina inferior derecha de cada recuadro. Los niveles corresponden a los valores de la intensidad integrada: 1.3, 1.8, 2.3, 3.4  $\text{K km s}^{-1}$  y de 10 en adelante en intervalos de  $10 \text{ K km s}^{-1}$ .

### Las velocidades ambientes entre 0 y $15 \text{ km s}^{-1}$

Para velocidades cercanas a la del ambiente se observan multitud de condensaciones y de estructuras algunas de las cuales tienen forma de filamentos. Así, entre 3 y  $5 \text{ km s}^{-1}$  (ver figuras 4.43 y 4.44) se observan 5 condensaciones denominadas (en orden creciente de declinaciones) NF 1a, NF 1b, NF 1c, NF 1d y NF 1e. Estas 5 condensaciones se encuentran alineadas según la dirección sureste—noroeste por lo que su conjunto forma una estructura a gran escala que denominaremos “Filamento—N1” o indistintamente “NF 1”. La longitud aproximada de esta estructura es de  $700''$  y su anchura de  $60''$ . En la figura 4.45 se muestra un corte posición—velocidad a lo largo de este filamento así como distintos espectros tomados sobre posiciones situadas en su interior. Este corte evidencia un ensanchamiento en el noroeste que será comentado más adelante, así como un pequeño gradiente en velocidades en la zona situada más al este coincidente con la región conocida como “bahía oscura”.

Las condensaciones NF 1d y NF 1e están a su vez unidas a la región de la nebulosa KL mediante dos filamentos débiles que se extienden en dirección norte—sur. NF 1d parece formar parte del filamento WF 2 que se observa entre 1 y  $7 \text{ km s}^{-1}$  y que sigue aproximadamente el *ridge* desde la región de la nebulosa KL hacia el noreste. Este filamento coincide con una de las estructuras observadas por Hasegawa (1984) en la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  de CO y que denominó *streamers* (“corrientes”, ver un poco más adelante). Por otra parte, NF 1e es el extremo norte de WF 3 que esencialmente se observa en el intervalo de velocidades comprendido entre 4 y  $5 \text{ km s}^{-1}$ .

Entre  $1 \text{ km s}^{-1}$  y aproximadamente  $7 \text{ km s}^{-1}$ , aparecen tres condensaciones situadas al este de IRC2, justo en la región conocida en el dominio óptico como “bahía oscura”. Dada su localización denominaremos a estas condensaciones como DB1, DB2 y DB3 (*Dark Bay Condensations*) donde la numeración sigue el orden decreciente de ascensiones rectas. De estas tres condensaciones la última (DB3) se encuentra unida a la región dominada por la emisión de IRC2 mediante un filamento débil denominado EF 1 (*East Filament*).

Entre 2 y aproximadamente  $6 \text{ km s}^{-1}$  se observa una nueva estructura alargada (WF 4) que se dirige desde la región dominada por la emisión proveniente de S6 hacia el noroeste.

Para las velocidades comprendidas entre 7 y  $15 \text{ km s}^{-1}$  la emisión más intensa de la transición rotacional  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO presenta una distribución con unos bordes muy intensos que son prácticamente circulares y están centrados alrededor de las estrellas del Trapecio. Entre las estructuras más notables que se observan a las velocidades ambientes cabe destacar el frente de ionización conocido como “barra óptica”. Este filamento puede observarse entre 8 y  $15 \text{ km s}^{-1}$  y está orientado según la dirección noreste—suroeste. Su longitud es aproximadamente de  $200''$  y su intensidad máxima se observa en el intervalo de las velocidades comprendidas entre 10 y  $11 \text{ km s}^{-1}$ . En la figura 4.46 se muestra un corte velocidad—posición a lo largo de este frente de ionización, así como algunos espectros tomados sobre algunos puntos del mismo. En esta figura se puede observar una pequeña variación de la velocidad central de la línea de CO, estando ligeramente desplazada hacia el “rojo” la emisión procedente del extremo situado más hacia el este del filamento mientras que la del extremo oeste es más azul. También puede observarse un ligero aumento de la anchura de las líneas según la dirección este—oeste.

En contraposición a la emisión intensa asociada a la “barra óptica” y a la proveniente de IRC2 y S6, las velocidades ambientes presentan una emisión débil en la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del

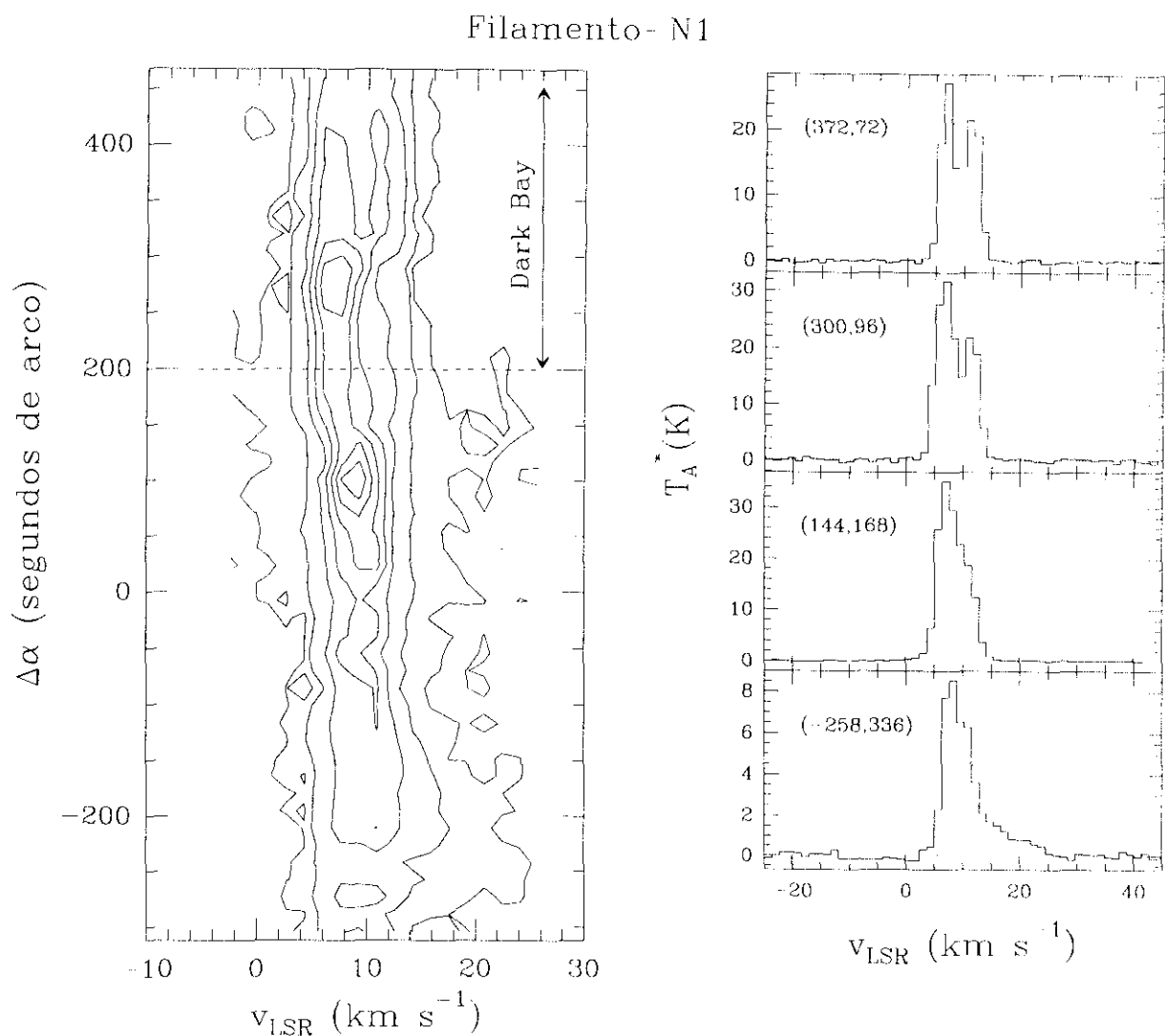


Figura 4.45: El panel de la izquierda representa un corte velocidad posición según la dirección definida por el eje de simetría del “filamento-N1”. El eje vertical representa ascensiones rectas relativas a la posición de IRe2. La línea horizontal discontinua y la flecha representan la región de emisión del gas asociado a la estructura conocida como “Dark bay”. La emisión ancha que aparece al oeste ( $\Delta\alpha < -150$ ) corresponde a la emisión procedente del “proyector” CLV4 asociado al “filamento-N2”. En el panel de la izquierda se presentan algunos espectros tomados en la dirección de este filamento. Las posiciones (en segundos de arco y con respecto a IRe2) en las que dichos espectros fueron observados aparecen en la parte superior izquierda de cada marco.

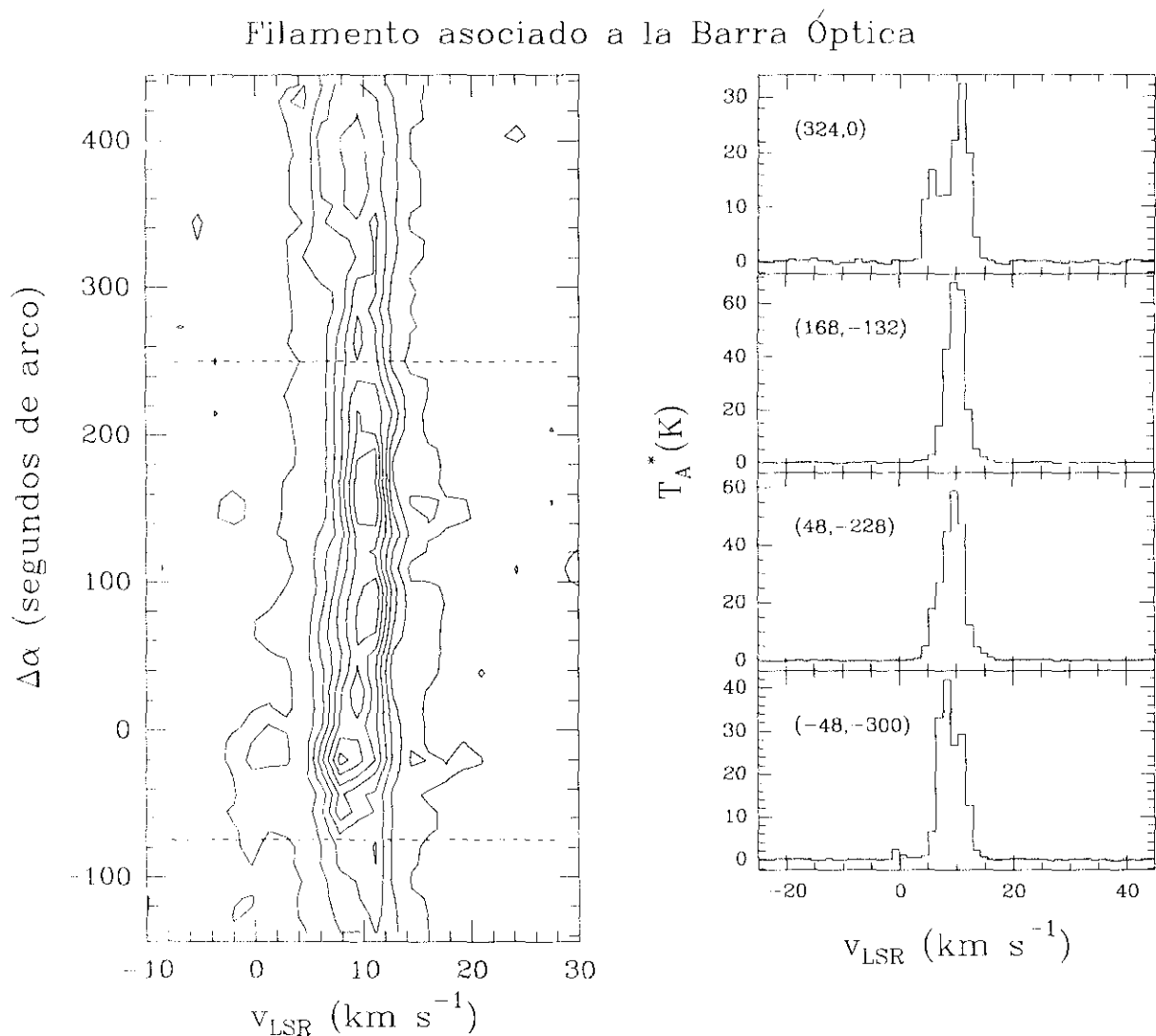


Figura 4.46: El panel de la izquierda representa un corte velocidad–posición según la dirección definida por el eje de simetría del filamento asociado a la “barra óptica”. El eje vertical representa ascensiones rectas relativas a la posición de IRc2. Las líneas discontinuas horizontales delimitan la región en la que la emisión de este filamento es más intensa. En el panel de la izquierda se presentan algunos espectros tomados en la dirección de este filamento. Las posiciones (en segundos de arco y con respecto a IRc2) en las que dichos espectros fueron observados aparecen en la parte superior izquierda de cada marco.

CO en el interior de una región casi circular y cuyos bordes denominaremos a partir de ahora IIF (*Inner Ionization Front*). Esta región está delimitada por la propia “barra óptica”, la emisión que procede del filamento que une la región KL y la condensación S6 (el *ridge* molecular) y un nuevo filamento que se extiende hacia el este desde la región dominada por la emisión proveniente de IRc2 hasta la condensación señalada en los mapas como DBR (*Dark Bay Red*) y que es prácticamente coincidente con la condensación DB3.

Dos nuevos filamentos aparecen en la emisión correspondiente a las velocidades comprendidas entre 10 y 15 km s<sup>-1</sup>. En primer lugar, entre 10 y 12 km s<sup>-1</sup>, se observa el filamento EF2 que se extiende en dirección norte↔sur desde el norte de IRc2 hasta aproximadamente la vecina región H II M 43, mientras que entre 10 y 15 km s<sup>-1</sup> se observa el filamento WF5, que se dirige desde la región de la nebulosa KL hacia el noroeste. Este último filamento coincide con la segunda de las estructuras denominada como *streamers* por Hasegawa (1984).

### La emisión comprendida entre 15 y 25 km s<sup>-1</sup>

La emisión comprendida entre 15 y 25 km s<sup>-1</sup> (ver figura 4.43) presenta claramente dos filamentos dirigidos aproximadamente desde una región situada al este del Trapecio/IRc2 hacia el noroeste y hacia el suroeste mostrando en conjunto un perfil en forma de punta de flecha (o estela) dirigida hacia el este, y apareciendo las condensaciones más intensas (y en particular las “condensaciones con gran velocidad”) en los bordes de dicha estructura. El primero de estos filamentos (“Filamento–N2” o indistintamente “NF2”, de ahora en adelante) está formado por cinco condensaciones (ver figura 4.43). De ellas, la situada más al norte, es la denominada CAV4. Su forma es alargada siguiendo aproximadamente la dirección del “eje” del “borde”, y siendo su tamaño a media potencia del orden de 96"×34". Esta condensación muestra también emisión a velocidades muy elevadas llegando a alcanzar aproximadamente, los 50 km s<sup>-1</sup> tal y como se puede ver en los espectros representados en la figura 4.47. En esta última figura se muestra un corte velocidad–posición a lo largo de este filamento así como distintos espectros tomados a lo largo de su dirección. En este corte puede apreciarse un ensanchamiento de la línea en la región donde se sitúa CAV4 y alrededor de las posiciones con Ascensión Recta relativa a IRc2 entre 0" y 100".

La emisión de alta velocidad procedente del segundo filamento (“Filamento–S”) fue detectada por Martín–Pintado *et al.* (1990), mientras que una cartografía mostrando su estructura espacial fue realizada por Schmid–Burgk *et al.* (1990). En los mapas presentados en este trabajo (ver figura 4.43), este filamento se dirige desde una posición situada al sur de IRc2 hacia el suroeste, formando su eje de simetría un ángulo de aproximadamente 18° con la dirección definida por la “barra óptica”. La longitud aproximada de este filamento es de 190" y su anchura de 43". En el panel derecho de la figura 4.48 se muestran algunos espectros tomados a lo largo del eje del filamento. En esta figura se puede observar como la emisión correspondiente a esta estructura aparece en forma de “ala” en las velocidades positivas del espectro, y evoluciona produciendo un progresivo ensanchamiento del ala roja de la línea a medida que la declinación disminuye, y desplazando el centroide de la misma hacia velocidades más positivas, para finalizar separándose de la componente ambiente y formar una componente secundaria centrada a 20 km s<sup>-1</sup> y 7 km s<sup>-1</sup> de anchura que corresponde a la emisión de la condensación denominada como CAV3. En el panel izquierdo de la figura 4.48 se representan posiciones (incrementos de la



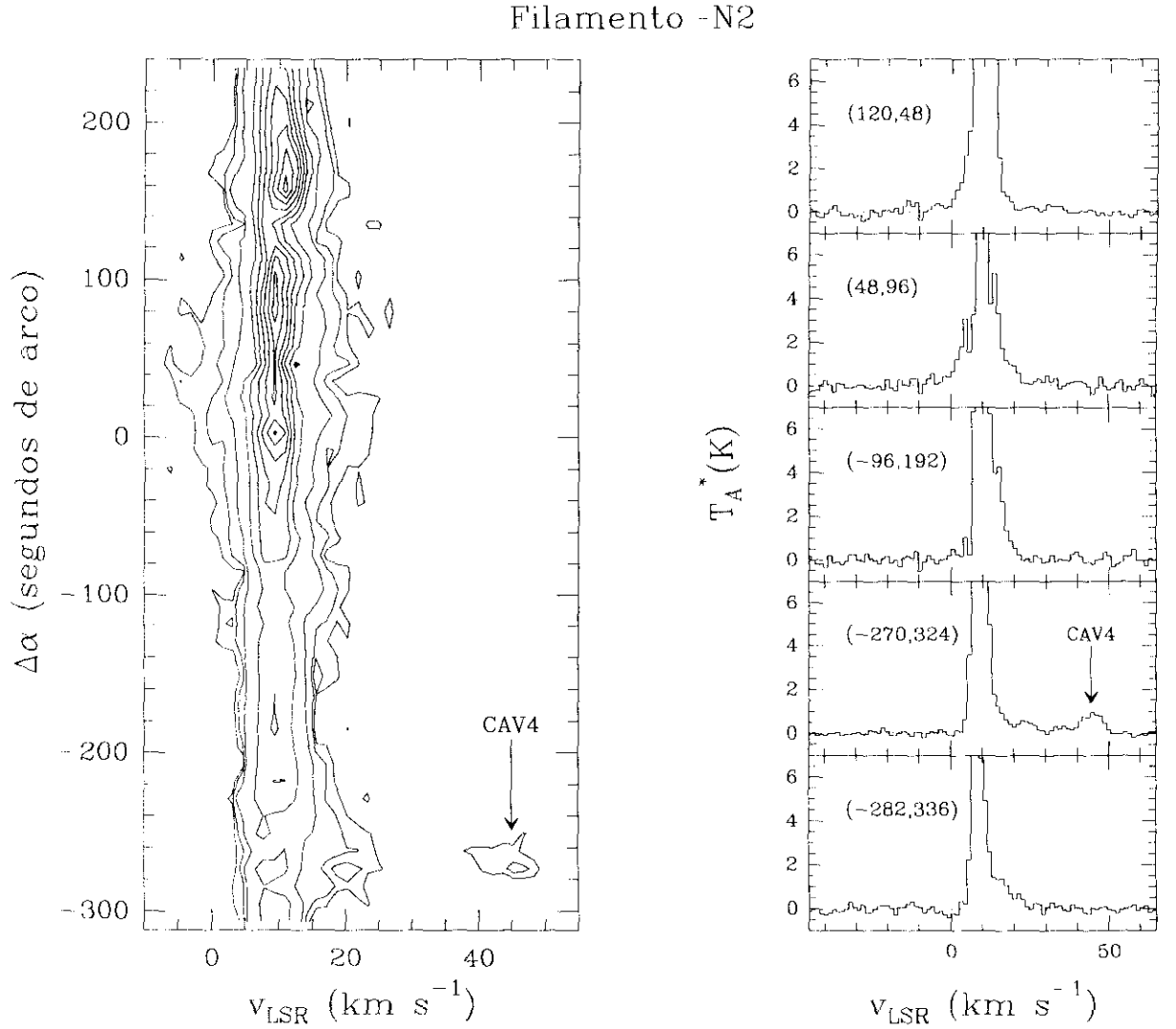


Figura 4.47: El panel de la izquierda representa un corte velocidad–posición según la dirección definida por el eje de simetría del “filamento–N2”. El eje vertical representa ascensiones rectas relativas a la posición de IRc2. La emisión ancha que aparece al oeste ( $\Delta\alpha < -150$ ) corresponde a la emisión del “proyector” CAV4, mientras que el ensanchamiento que aparece alrededor de  $\Delta\alpha = 0$  podría estar originado por un flujo bipolar (ver sección 4.5). En el panel de la izquierda se presentan algunos espectros tomados en la dirección de este filamento. Las posiciones (en segundos de arco y con respecto a IRc2) en las que dichos espectros fueron observados aparecen en la parte superior izquierda de cada marco.

declinación) frente a velocidades mostrando la evolución de la anchura de la línea con la posición.

En su recorrido, el “Filamento-S” atraviesa la posición en la que se sitúa el flujo bipolar “Orión-S” por lo que la emisión del ala roja de este último se ve afectada por la correspondiente de este filamento, más intensa. El “Filamento-S” “finaliza su recorrido” en una condensación (CAV3 en la figura 4.43) con forma alargada de aproximadamente  $28''$  de anchura y  $85''$  de longitud, que en el intervalo de las velocidades comprendidas entre  $20$  y  $25 \text{ km s}^{-1}$  se rompe en dos “sub-condensaciones” aproximadamente esféricas de diámetros  $24''$  la situada más al norte, y  $27''$  la localizada más al sur (SF2 y SF3 respectivamente, ver figura 4.43).

#### 4.9.2 Las condensaciones con gran velocidad o “bullets”

Como hemos visto en la sección 1.3, un fenómeno característico de los flujos bipolares jóvenes es la presencia de condensaciones de alta velocidad que aparecen simétricamente tanto en su distribución espacial como en desitribución de velocidades con respecto a la estrella que produce el *outflow*. Estos “proyectiles” o *bullets* se manifiestan como pequeños abultamientos en la región de alta velocidad del espectro de CO tanto en la emisión desplazada hacia el azul como la desplazada hacia el rojo (ver figuras 4.12 y 4.24). Sus tamaños típicos son de  $10^{-2}$  pc y tienen masas del orden  $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ . La simetría en la posición de los *bullets* “rojos” y “azules” con respecto a una región situada en las cercanías de la estrella indica que han sido eyectados desde un punto cercano a ésta.

Sin embargo, la mayoría de las condensaciones a gran velocidad o *bullets* detectadas en los mapas a gran escala presentados en este trabajo (CAV3, CAV4) presentan la peculiaridad de que se observan fundamentalmente en velocidades desplazadas hacia el rojo con respecto al centro de la emisión y no exhiben una simetría espacial clara. Estas características los diferencia claramente de los proyectiles asociados a flujos bipolares y por tanto su origen debe estar asociado a fenómenos distintos. Un aspecto importante que hay que resaltar es que estos proyectiles aparecen en los extremos más alejados de los filamentos N2 y S que delimitan por el norte y por el sur, respectivamente, la emisión procedente de la región H II.

No obstante, como veremos en la siguiente sección, si que existe una manifiesta correlación entre la emisión en el radio-continuo a  $20 \text{ cm}$  (Yusef-Zadeh, 1990) y la posición en la que se observan alguno de estos objetos haciendo pensar que su origen se encuentra en la presencia de la región H II, más que en los vientos de las estrellas jóvenes. En este sentido la morfología de la región en la citada emisión a  $20 \text{ cm}$ . recuerda a aquella de las regiones H II ultracompactas de tipo cometario (ver sección 1.4) y puede jugar un papel importante a la hora de explicar la existencia de estos objetos.

### 4.10 Evidencias de la interacción entre M42 y la nube molecular ambiente

Hasta el momento hemos visto como la presencia de objetos jóvenes en el interior de la nube molecular de Orión A perturba las condiciones físicas del gas molecular ambiente inyectando energía y aumentando el estado de turbulencia por medio de expulsiones violentas de materia. Esta eyección violenta de materia se manifiesta como flujos moleculares que se observan en las alas de alta velocidad de las líneas de CO y de otras moléculas.

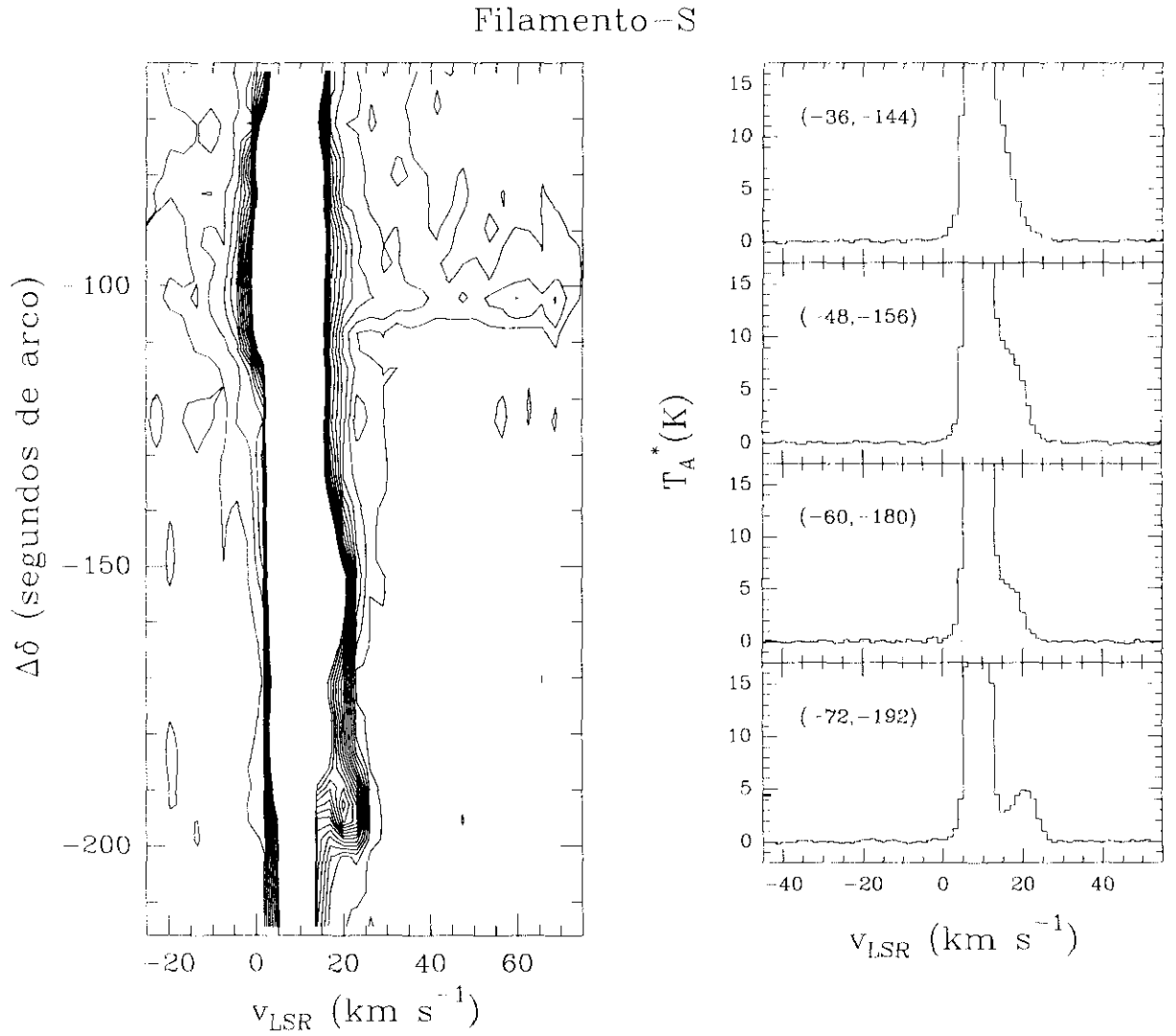


Figura 4.48: El panel de la izquierda representa un corte velocidad–posición según la dirección definida por el eje de simetría del “filamento sur”. El eje vertical representa declinaciones relativas a la posición de IRc2. La emisión ancha que aparece al norte ( $\Delta\delta = -100$ ) corresponde al ala roja del flujo bipolar de Orión–Sur. El primer contorno corresponde a un valor de la intensidad de 0.2 K, siendo la distancia entre niveles de 0.35 K. En el panel de la izquierda se presentan algunos espectros tomados en la dirección del “filamento sur”. Las posiciones (en segundos de arco y con respecto a IRc2) en las que dichos espectros fueron observados aparecen en la parte superior izquierda de cada marco.

La emisión extensa de CO en Orión A muestra multitud de pequeñas condensaciones y filamentos que exhiben emisión en ambas alas del espectro. Una de las posibles explicaciones para esta distribución extensa de CO de alta velocidad es que dicha emisión proceda de múltiples flujos bipolares producidos por objetos jóvenes embebidos en la nube molecular (ver sección 4.5). De hecho, Schmid–Burgk *et al.* (1990) y Wilson *et al.* (1991) han propuesto que las emisiones de alta velocidad que originan las estructuras del “Filamento–S” y de la fuente “NF2c” (ver figura 4.43) tienen su origen en sencillos flujos bipolares. Sin embargo, la riqueza en estructuras con forma de filamentos de alta velocidad encontradas en la cartografía de la emisión CO a gran escala, no parece estar asociada a estrellas jóvenes recientemente formadas. El gas de alta velocidad en los filamentos es fundamentalmente rojo y no muestra una clara bipolaridad en el gas azul. Así mismo, los filamentos de alta velocidad en el azul muestran una orientación “preferente” fundamentalmente hacia el oeste al igual que en el caso de los filamentos moleculares (MFs) detectados en  $\text{HC}_3\text{N}$  (ver capítulo 3).

En la región de Orión A, sin embargo, además de las fuentes IRc2 y S6 generadoras de los flujos detectados en este trabajo, existe otra fuente de interacción con la nube ambiente y ésta es la propia región H II M42. Los procesos mediante los cuales una región H II interactúa con el material ambiente que la rodea son muy variados. Sin lugar a dudas, la expansión de la región H II y los vientos ionizados procedentes de las estrellas OB pueden provocar la aparición de estructuras de alta velocidad gran escala. Como hemos visto en el capítulo 1, evidencias de la interacción entre una región H II y el medio circundante pueden encontrarse en la existencia de “bordes brillantes” (*bright rims*), “trompas de elefante” y formación estelar reciente en la vecindad. Es claro que en Orión existen todos esos signos de interacción ya que se observan evidencias de formación estelar en una pequeña zona cercana a la región más densa de la región H II y se han detectado largos filamentos con características similares a las trompas de elefante (los filamentos moleculares o MFs, ver capítulo 3). Sin embargo, vamos a mostrar que las evidencias más claras de existencia de interacción entre la región H II M42 y el gas ambiente se encuentran en la emisión a velocidades moderadas ( $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$ ) de la transición  $J = 2 - 1$  de la molécula de CO. Así mismo, señalaremos la presencia de múltiples frentes de ionización que son responsables de la existencia de los filamentos de alta velocidad. No obstante, el establecimiento de la asociación entre la región H II y los diferentes filamentos moleculares de alta velocidad observados en CO es complicada debido a que tanto M42 como el gas molecular muestran una morfología muy compleja con estructuras en múltiples capas dependiendo del rango de longitudes de ondas en que se observa en la primera, y del intervalo de velocidades en el que se consideran en el segundo.

Seguidamente vamos a mostrar la gran correlación existente entre el gas ionizado de M42 y los filamentos de la emisión de CO. Para ello vamos a utilizar diferentes trazadores que miden distintos aspectos de la región H II y que se observan a diferentes escalas. Así mismo, vamos a realizar esta comparación desde las estructuras más cercanas a las estrellas excitadoras (estrellas del Trapecio) hasta los filamentos NF1, NF2 y SF más lejanos de las mismas, o lo que es lo mismo, mostraremos correspondencias entre la distribución del gas molecular a velocidad ambiente hasta el gas de alta velocidad con el material ionizado.

### 4.10.1 El frente de ionización más interno (IIF)

Como hemos visto en la sección 4.9.1, existe una fuerte disminución en la intensidad de la emisión de CO a velocidades cercanas a la del gas ambiente en una región con forma casi circular situada aproximadamente alrededor de las estrellas del Trapecio y limitada al sur por la emisión asociada a la “barra óptica”, y en su lado oeste por el *ridge* que conecta la región de la nebulosa KL con la condensación S6. Este conjunto de tres “filamentos” forman la estructura que se ha denominado frente de ionización interno o IIF. Dicha estructura es la más “interna” (y de ahí su nombre) observada en la emisión de CO. Se observa en las velocidades ambientes (entre 8 y 11 km s<sup>-1</sup>) y en ella las intensidades de las líneas de las transiciones  $J = 1 \rightarrow 0$  y  $J = 2 \rightarrow 1$  son similares. Esta situación indica que la emisión en el IIF es ópticamente espesa. En estas condiciones, las intensidades de las líneas representan o miden la temperatura cinética del gas que en el caso del IIF es del orden de 70 K.

Como se muestra en la figura 4.49 el gas de alta temperatura cinética (IIF) coincide exactamente con la emisión del polvo caliente a 3.3  $\mu$ m (Gatley & Kaifu, 1987). Aunque el origen de esta emisión no es del todo conocido parece estar relacionado con la intensa radiación UV procedente de las estrellas de tipo OB y que se encuentra generalmente asociada a las zonas de interfase existentes entre las regiones H II y el gas molecular neutro. Por otro lado, el gas del IIF, con una temperatura cinética de  $\sim 70$  K, representa la zona más caliente del gas molecular en la región de Orión (ver figura 4.49). La excelente correlación encontrada entre el IIF y la emisión a 3.3  $\mu$ m indica que las altas temperaturas observadas en CO en esta estructura están relacionadas con el gas de la interfase entre la región H II y la nube molecular. Esta asociación se confirma en la figura 4.50 en donde se muestra la distribución del gas ionizado más denso junto con la emisión de CO mostrando como el IIF está al borde de esta emisión. Las altas temperaturas medidas pueden explicarse como producidas por efecto fotoeléctrico de los fotones UV de las estrellas del Trapecio y el gas del IIF estaría asociado al polvo caliente observado a 3.3  $\mu$ m.

La disminución de la intensidad en el interior de la región rodeada por el IIF es sorprendente si se tiene en cuenta los modelos actuales de M42 que suponen un confinamiento de la región H II por su parte posterior por la presencia de la nube ambiente. Por tanto, dicho efecto, no parece estar asociado a una disminución de la temperatura cinética del gas. En efecto, las razones entre las intensidades de las transiciones  $J = 1 \rightarrow 0$  y  $J = 2 \rightarrow 1$  son del orden de 2 indicando que las líneas de CO no son, como en el caso del IIF, ópticamente espesas. Esto significa que el gas de la región que limita el IIF es ópticamente delgado y que la temperatura cinética del gas es mayor que 50 K. Bajo esta óptica, el gas molecular en el interior de la “burbuja” rodeada por el IIF es probablemente tan caliente como el del propio IIF. En efecto, cálculos realizados mediante la aproximación LVG para explicar las intensidades de CO requieren valores de la temperatura cinética muy elevados (del orden de 80 K).

Como se discutió en la introducción, los modelos actuales sugieren que el gas molecular se encuentra por detrás de la región H II y que en el interior de la región que rodea el IIF es donde se está produciendo la mayor interacción de la región H II con la nube ambiente. Por esta razón las altas temperaturas medidas en esta región están igualmente relacionadas con el calentamiento fotoeléctrico del gas.

De los datos observacionales de la molécula de CO se ha obtenido que las densidades de

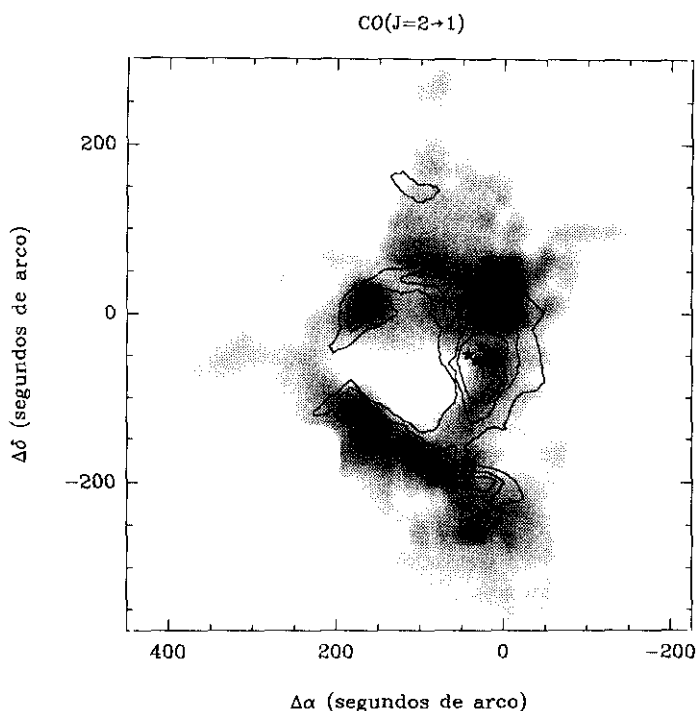


Figura 4.49: Correlación espacial entre el “frente de ionización interno” (emisión de CO en niveles de grises) y la emisión a  $3.3\mu\text{m}$  (curvas de trazo continuo). La cuatro estrellas de cinco puntas representan la posición del Trapecio.

la columna de esta molécula en el IIF y en su interior son  $\geq 1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . Sin embargo un estudio detallado de las condiciones físicas de estas regiones se realizará en el siguiente capítulo ya que el intenso campo de radiación ionizante al que se encuentran sometidas estas regiones requiere observaciones en moléculas resistentes al mismo.

En resumen, el gas más caliente a velocidades ambientales forma una estructura que bordea la región H II más masiva que hemos denominado IIF. Esta estructura y su interior representa la zona de mayor temperatura cinética en la región de Orión A. El calentamiento del gas molecular que constituye el IIF y su interior se produce probablemente por medio de los electrones generados por el efecto fotoeléctrico al incidir los fotones UV producidos por la región H II sobre el material molecular (gas y polvo) ambiente.

#### 4.10.2 El confinamiento de la región H II. El filamento NF 1 y las condensaciones DBs

Hemos visto en la sección anterior que el gas molecular caliente que compone el IIF confina la región H II más densa de M 42. Sin embargo, M 42 es un región H II que posee una morfología irregular cuyas fronteras entre el gas ionizado y el gas neutro (frentes de ionización) no se han establecido claramente a todas las escalas y en todas las direcciones. Como se ha mencionado,

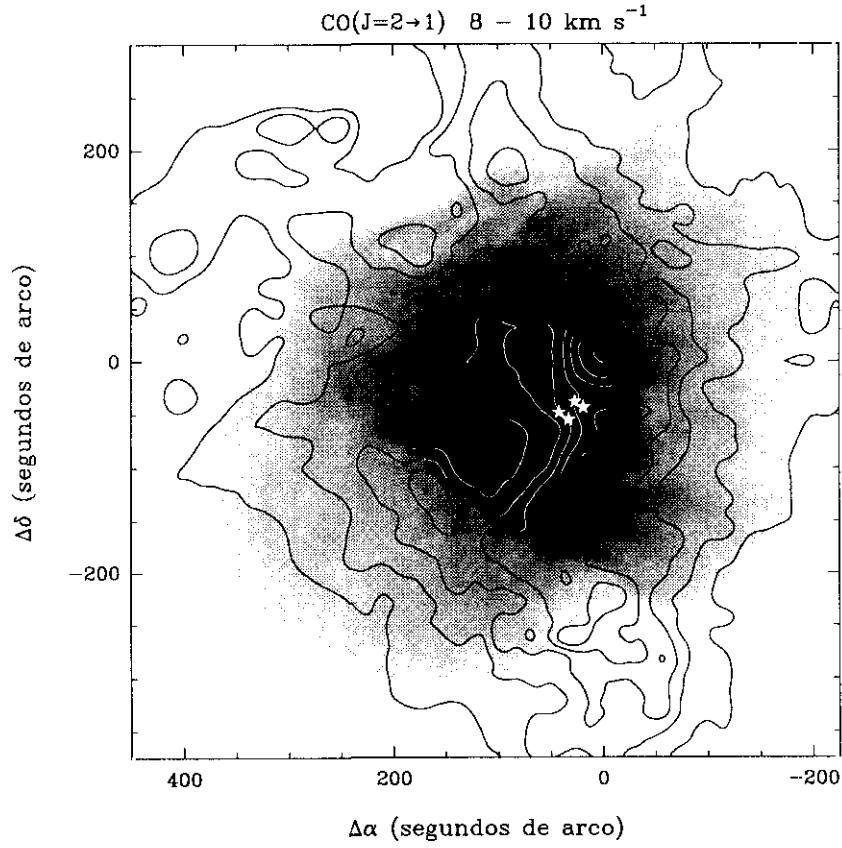


Figura 4.50: Imagen de la distribución de la parte más densa de la región H II M 42 en la emisión en el radio-continuo a 20 cm (niveles de grises; Yusef-Zadeh, 1990) junto con la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO para velocidades cercanas a la del ambiente (entre 8 y  $10 \text{ km s}^{-1}$ , curvas de nivel). En esta figura puede observarse como la estructura denominada IIF limita la región más densa del gas ionizado.

las cartografías existentes de esta región muestran que M 42 posee una compleja estructura de filamentos en su lado oeste, mientras que por el resto de direcciones se encuentra limitada por bordes definidos que la separan de una nube molecular tenue asociada con el conjunto de nubes moleculares que forman el complejo de Orión. La presencia de los filamentos anteriormente mencionados indican que el gas ionizado puede expandirse libremente hacia el oeste, y posiblemente en la dirección del observador, y por tanto en dichas direcciones la región H II se encuentra limitada por la densidad. Por el contrario, en las direcciones norte, este, sur y posiblemente por su frontera más alejada del observador, la nube ambiente frena la expansión de la región H II y ésta se encuentra limitada por la ionización.

Las cartografías de M 42 en el continuo a 20 cm de Yusef-Zadeh (1990) y de Felli *et al.* (1993) en las distintas configuraciones del VLA muestran claramente las estructuras más importantes existentes a gran escala; éstas son, el núcleo brillante y el frente de ionización conocido como barra óptica. Así mismo, las imágenes anteriormente mencionadas muestran claramente los límites de la región H II incluido el abrupto borde que ésta presenta hacia el norte.

Si bien hasta ahora se había estudiado con cierto detalle la materia que confina la región H II en su parte sur (la barra óptica) y se suponía el confinamiento de la región H II por su parte posterior se desconocía, sin embargo, el material responsable del confinamiento en su parte norte y este. En esta sección describiremos como se produce el confinamiento del gas ionizado así como las características morfológicas físicas y cinemáticas del material que lo produce.

Dentro de las estructuras encontradas en la emisión de CO prácticamente la mayor parte de ellas corresponde a gas molecular con velocidades desplazadas hacia el rojo. Sin embargo, dos componentes de estas estructuras de emisión intensa tienen velocidades desplazadas hacia el azul con respecto a la velocidad de la nube ambiente; éstas son la condensación DB y el filamento NF 1. Dichas estructuras con velocidades azules son sorprendentes si se tiene en cuenta que la inmensa mayoría del gas está encerrado detrás de la región H II y por tanto deben tener velocidades corridas hacia el rojo. El fuerte oscurecimiento de las imágenes ópticas en la región conocida como “bahía oscura” (*dark bay*), y la comparación entre dichas imágenes y las procedentes de la emisión radio muestran la existencia de gas delante de esta zona.

En las figuras 4.51 y 4.52 se presenta, respectivamente, un mapa de la emisión en el visible de M 42 ([S II]  $\lambda\lambda 6717, 6731$  Å. Tomada por T.R. Gull, ver Balick *et al.*, 1974 y Lockhart & Goss, 1978) y de la emisión en el radiocontinuo a 20 cm (Yusef-Zadeh, 1990) junto con el mapa de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO para el intervalo de velocidades comprendido entre 4 y  $5 \text{ km s}^{-1}$ . En estas figuras se observa claramente como la emisión molecular limita espacialmente a la emisión del gas ionizado por el este y norte de la región H II mediante las condensaciones asociadas a la “bahía oscura” (DB 1–3) y al filamento NF 1 formando la frontera norte de la parte más intensa de la región H II. Esta figura muestra como las condensaciones DBs se sitúan justamente “delante” del extremo este de la región H II produciendo el oscurecimiento de una pequeña zona de la misma y formando la estructura conocida como “bahía oscura”. Las velocidades radiales de este material están desplazadas hacia el azul  $5 - 6 \text{ km s}^{-1}$  con respecto a la nube ambiente por lo que muy posiblemente podrían estar siendo afectadas por la expansión de la región H II.

Las condensaciones que forman la estructura de la “bahía oscura” están a su vez unidas a las condensaciones NF1a–c. Estas últimas junto con las condensaciones NF1d y NF1e forman a gran escala la estructura que hemos denominado NF 1. Como se puede ver en la figura 4.52



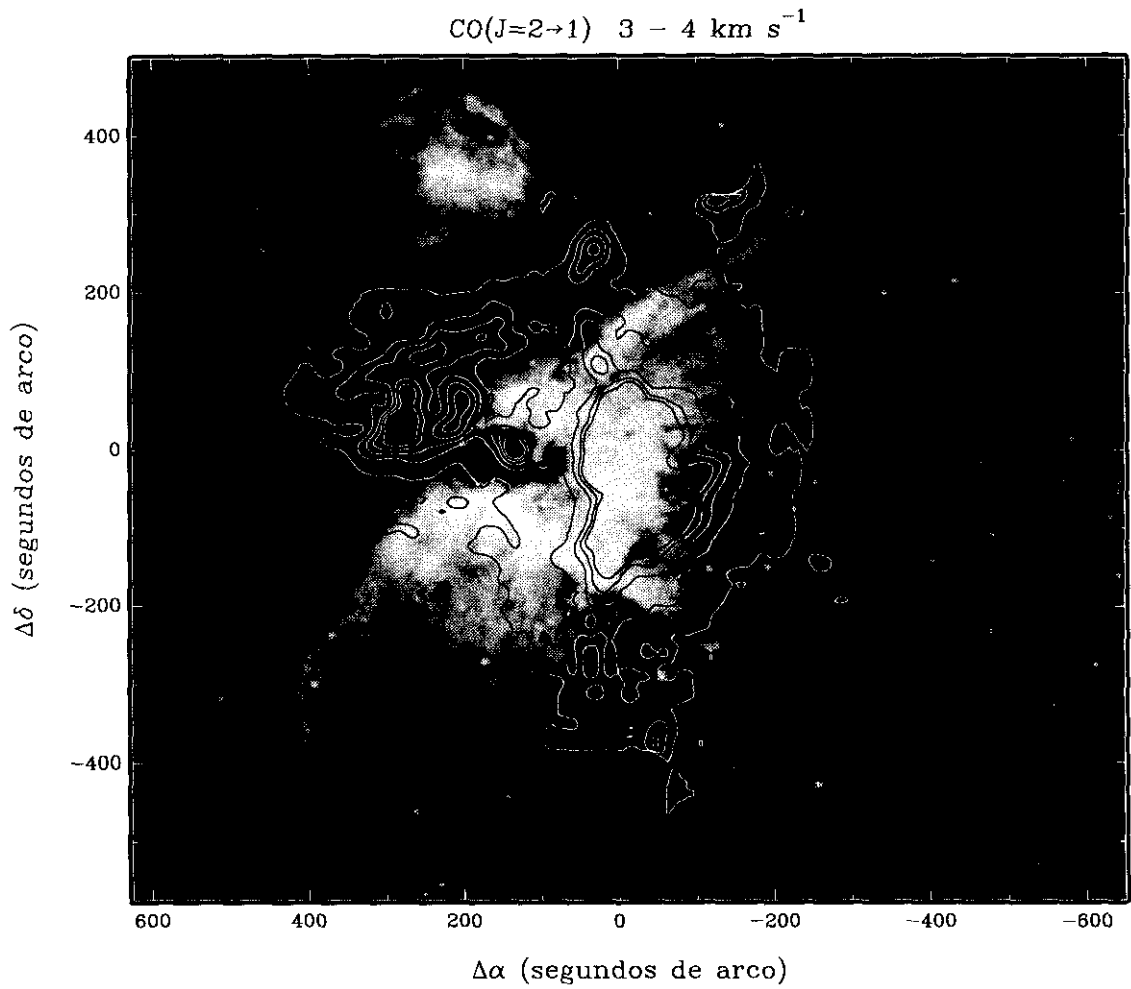


Figura 4.51: Imagen de la emisión en el óptico de la región HII M42 tomada por T.R. Gull ( $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6731 \text{ \AA}$ , de Balick et al., 1974) junto con la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO para velocidades ligeramente desplazadas al azul con respecto a la velocidad ambiente (curvas de nivel). Esta figura muestra claramente como las condensaciones que forman la estructura conocida como “bahía oscura” y el filamento NF1 limitan al este y norte respectivamente la emisión del gas ionizado.

este filamento limita la parte norte de la región H II reforzándose de esta manera la idea del confinamiento del gas ionizado por estructuras de material neutro. La morfología de filamentos queda por tanto explicada por la de la expansión de la región H II dentro de la nube molecular. Como en el caso de las DBs la velocidad azul indica que el filamento está siendo empujado hacia el observador y por lo tanto está colocado enfrente de la región H II.

Estructura	Condensación	Intervalo de velocidades ( $\text{km s}^{-1}$ )	$T_{mb}(2 \rightarrow 1)^a$ (K)	$T_{mb}(1 \rightarrow 0)^a$ (K)	$\frac{T_{mb}(2 \rightarrow 1)}{T_{mb}(1 \rightarrow 0)}$
Bahía oscura	DB 1	2-7	34.8	23.3	1.49
	DB 2	3-6	20.6	9.65	2.13
	DB 3	1-5	7.17	4.00	1.79
	DB R	10-20	30.5	16.8	1.80
Filamento N 1	NF 1a	3-5	8.50	—	—
	NF 1b	3-7	39.2	—	—
	NF 1c	3-6	15.5 <sup>b</sup>	13.6 <sup>b</sup>	0.77
	NF 1d	3-6	9.67	—	—
	NF 1e	2-5	1.63	—	—

<sup>a</sup>Intensidad integrada sobre el intervalo de velocidades indicado en la tercera columna y dividido entre la longitud de dicho intervalo.

<sup>b</sup>En unidades de  $T_a^*$ .

Tabla 4.9: *Parámetros observacionales de las condensaciones que confinan a la región H II.*

La comparación entre las imágenes de la emisión radio y la emisión en el óptico muestran como tanto las condensaciones de la bahía oscura como las que forman el filamento NF1 representan los límites de la región H II en donde claramente la emisión óptica de la nebulosa es fuertemente oscurecida, por tanto el gas que forma estas condensaciones debe producir una fuerte extinción visual. El análisis de la emisión de CO muestra que las razones entre las intensidades de las líneas correspondientes a las transiciones  $J = 2 \rightarrow 1$  y  $J = 1 \rightarrow 0$  son ligeramente superiores a la unidad (ver tabla 4.9) por lo que la emisión del gas molecular procedente de estas condensaciones puede considerarse ópticamente delgada. En aquellas condensaciones en las que se disponían datos en las dos transiciones se han determinado las condiciones físicas mediante un modelo LVG suponiendo un temperatura cinética de 80 K. La densidad de la columna de hidrógeno molecular se ha determinado a partir de la densidad de partículas suponiendo que el tamaño de las condensaciones queda determinado por el nivel de la intensidad de la emisión cuyo valor es la mitad del máximo valor de la misma para cada condensación. En aquellas condensaciones en las que sólo se disponían datos en la transición  $J = 2 \rightarrow 1$ , las condiciones físicas se han determinado suponiendo que la emisión es ópticamente delgada, que existe equilibrio térmico local, que la temperatura de excitación es de 80 K y que la abundancia de CO es la estandar ( $\sim 10^{-4}$ ). Los resultados se muestran en la tabla 4.10. De los valores obtenidos para la densidad

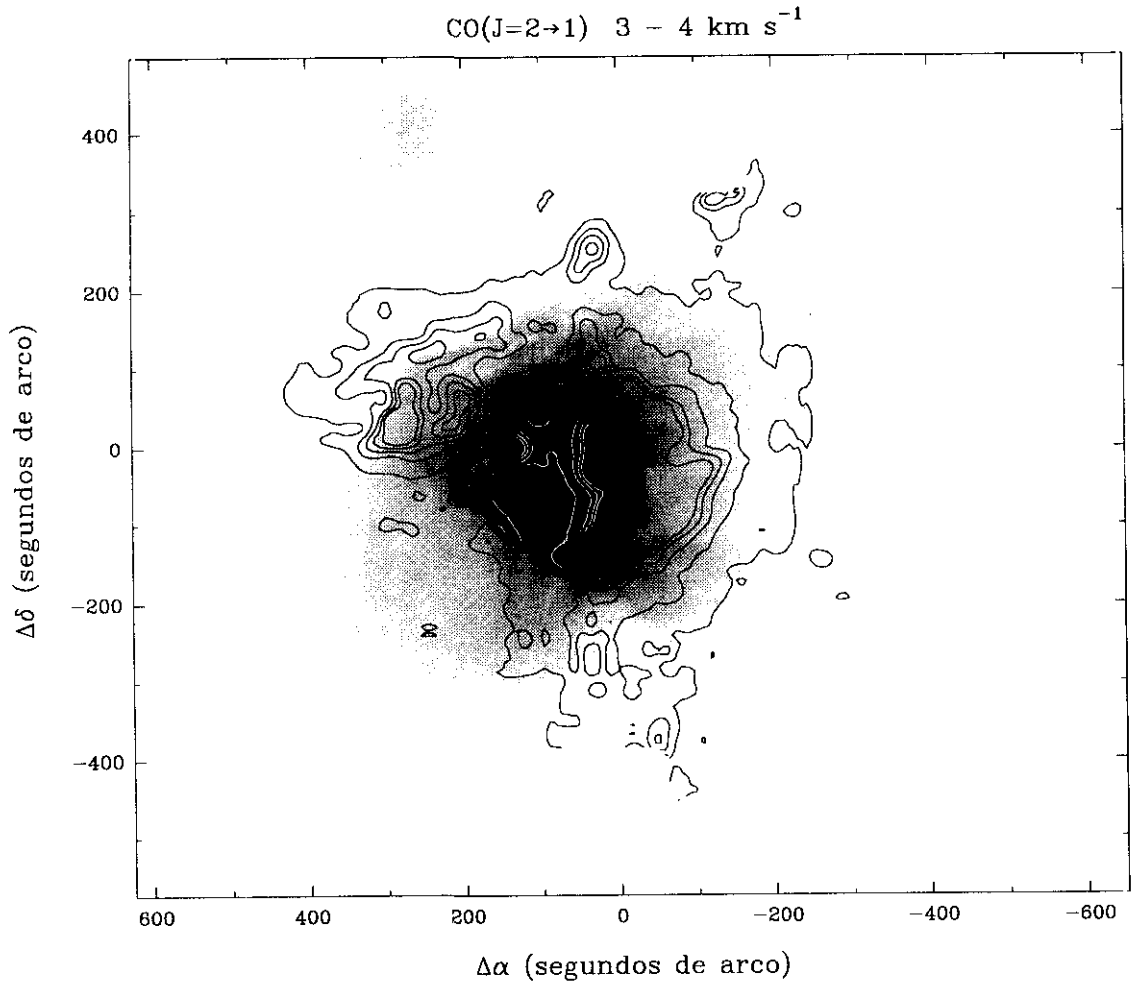


Figura 4.52: Imagen de la emisión en el radiocontinuo a 20 cm de la región HII M42 (de Yusef-Zadeh, 1990) junto con la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO para velocidades ligeramente desplazadas al azul con respecto a la velocidad ambiente (curvas de nivel). Esta figura muestra claramente como las condensaciones que forman la estructura conocida como “bahía oscura” y el filamento NF1 limitan al este y norte respectivamente la emisión del gas ionizado.

Posición	$T_k$ (K)	$N(\text{CO})$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	Tamaño ( $''$ )	$n_{\text{H}_2}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N(\text{H}_2)$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	Masa ( $M_\odot$ )
DB 1	80	$2.28 \times 10^{17}$	$45 \times 82^a$	$6.95 \times 10^3$	$2.35 \times 10^{21}$	0.74
DB 2	80	$4.64 \times 10^{16}$	$56 \times 77^a$	$9.62 \times 10^3$	$4.05 \times 10^{21}$	1.49
DB 3	80	$1.62 \times 10^{16}$	$34 \times 34^a$	$4.60 \times 10^3$	$1.17 \times 10^{21}$	0.62
DB R	80	$3.09 \times 10^{17}$	$68 \times 63^a$	$9.14 \times 10^3$	$4.32 \times 10^{21}$	1.58
NF 1a	80	$9.19 \times 10^{15}$	$< 24''$	$> 0.51 \times 10^3$	$9.19 \times 10^{19}$	$> 0.02$
NF 1b	80	$8.48 \times 10^{16}$	$< 24''$	$> 4.70 \times 10^3$	$8.48 \times 10^{20}$	$> 0.22$
NF 1c	80	$8.65 \times 10^{16}$	$< 24''$	$0.57 \times 10^6$	$< 1.02 \times 10^{20}$	$< 0.03$
NF 1d	80	$3.14 \times 10^{16}$	$35 \times 57^a$	$1.19 \times 10^3$	$3.14 \times 10^{20}$	0.05
NF 1e	80	$5.29 \times 10^{15}$	$60 \times 30^a$	$0.23 \times 10^3$	$5.29 \times 10^{19}$	0.01

<sup>a</sup>Tamaño de la condensación a mitad del máximo de la intensidad.

Tabla 4.10: *Parámetros físicos de las condensaciones que confinan a la región H II.*

de la columna de hidrógeno molecular se deducen extinciones visuales de hasta 4 magnitudes para algunas de las condensaciones que forman la estructura conocida como “bahía oscura”. Estos valores aseguran que el gas molecular puede sobrevivir a la intensa radiación ionizante y que por tanto, impida la expansión de la región H II. Así mismo, en la tabla 4.10 se puede ver como las condensaciones que forman parte de la “bahía oscura” son extensas y producen las extinciones visuales más elevadas (entre 1 y 4 mag si se supone una temperatura cinética del orden de 80 K). Estas estructuras son por tanto las más resistentes a la erosión producida por la región H II.

Como hemos visto en la sección anterior, en la parte sur la región H II está confinada por otro filamento de material molecular (barra óptica). El conjunto de todas las estructuras que confinan la región H II se muestran en la figura 4.53. El gas ionizado “presiona” y calienta el gas molecular de manera que éste último se está comprimiendo fundamentalmente en la dirección perpendicular a la línea de mira. La presión que ejerce la región H II sobre el gas molecular así mismo confina a este último formando estrechos pero largos filamentos que son muy calientes y opacos, y por tanto muy resistentes a la acción de los vientos ionizantes y a la radiación UV. En resumen, como puede verse en la figura 4.53, los filamentos NF1 y barra óptica junto con las condensaciones DBs configuran a gran escala una estructura con forma de “V” que confina la región H II en todas las direcciones salvo por el oeste.

**4.11 Filamentos de alta velocidad. Evidencias observacionales de la interacción gas ionizado–gas neutro**

Las imágenes ópticas de M42 en las distintas longitudes de onda evidencian una estructura espacial irregular con multitud de filamentos que preferentemente se orientan en la dirección este↔oeste. Este efecto es especialmente claro en la imagen óptica de la emisión del [S II]

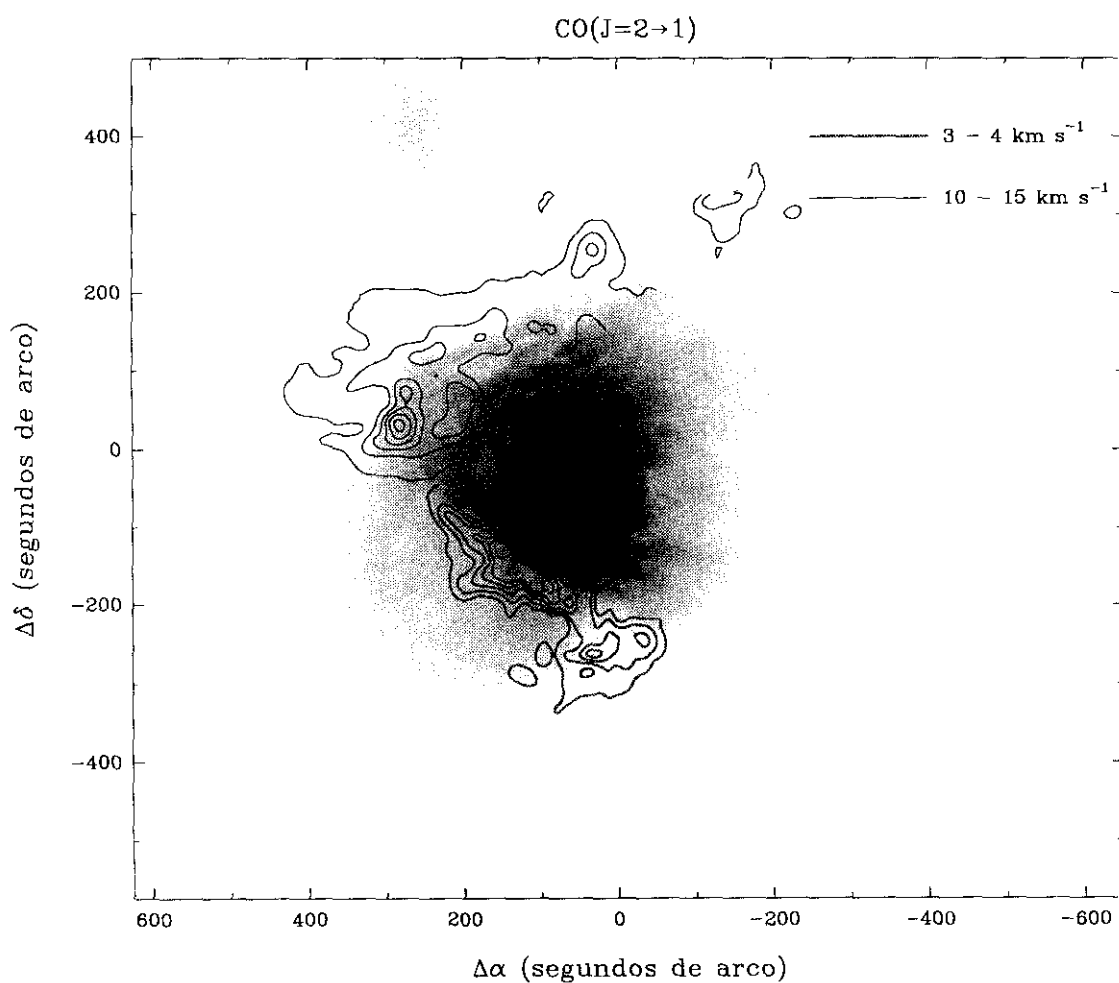


Figura 4.53: Imagen de la emisión en el radiocontinuo de la región H II M42 junto con la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO para velocidades ligeramente desplazadas al azul y rojo con respecto a la velocidad ambiente (curvas de nivel). La emisión de CO muestra una estructura a gran escala en forma de “V” que confina al gas ionizado por el norte, sur y este.

$\lambda\lambda 6717, 6731 \text{ \AA}$ , tomada por T.R. Gull (ver Balick *et al.*, 1974 y Lockhart & Goss, 1978) muestra muy claramente los límites de la región H II conocidos como “vereda y bahía oscura” (ver capítulo 2) y que como hemos visto en la sección anterior, no son más que un oscurecimiento de emisión producidos por la presencia del gas y polvo que constituyen el medio ambiente que se interpone entre el gas ionizado y el observador. Así mismo, esta imagen es rica en gran cantidad de detalles entre los que cabe destacar el gran número de filamentos mencionados anteriormente. La superposición de la imagen óptica con la emisión molecular para distintos intervalos de velocidades (ver figuras 4.54, 4.55 y 4.56) muestra una extraordinaria correlación tanto en los límites de la nebulosa óptica con la emisión radio (cuestión comentada en la sección anterior) como es la estructura de filamentos observada al oeste de la nebulosa. Esta sorprendente correlación sólo puede entenderse si se tiene en cuenta la fuerte interacción que debe existir entre el gas ionizado del interior de la región H II y el gas de la nube molecular ambiente.

En efecto, M 42 es una región H II que se ha formado en el borde más cercano al observador de una nube molecular, por tanto se encuentra confinada en su “cara” más alejada del mismo por material molecular denso (ver capítulo 3 y sección anterior). Por el contrario, el gas ambiente que se encuentra al oeste y posiblemente delante de la región H II es presumiblemente muy poco denso, por lo que deben de existir grandes gradientes de presión entre el interior de la misma y estos bordes. Estos fuertes gradientes provocan movimientos del gas ionizado en la dirección en la que la presión es menor, deslizándose parte de este gas sobre las paredes de la interfase gas ionizado–gas neutro y arrastrando en su movimiento a una fracción de éste último que genera de esta manera las estructuras observadas en la emisión radio.

Debido a que la interacción más fuerte debe producirse en la interfase gas ionizado–gas neutro más alejada del observador cabría esperar que las estructuras generadas por esta interacción fueran más “rojas” que “azules” con respecto al gas ambiente. Así ocurre en las velocidades típicamente “rojas” (de  $10 \text{ km s}^{-1}$  en adelante), en donde pueden observarse los filamentos WF 4, NF 2, SF, “barra óptica”, así como numerosas condensaciones asociadas a los filamentos anteriormente mencionados que presentan claros homónimos en la emisión óptica. Debe destacarse que los filamentos NF 2 y SF (y por supuesto todas las pequeñas condensaciones con ellos relacionadas) representan las estructuras con más alta velocidad observadas en el lado rojo del espectro (desplazadas entre  $6$  y  $20 \text{ km s}^{-1}$  con respecto a la velocidad ambiente). Además ambos filamentos presentan la característica común de acabar en condensaciones que se encuentran aceleradas con respecto al resto de condensaciones que forman el filamento. Así, el filamento SF finaliza en las condensaciones SF 2 y SF 3 cuyas velocidades terminales ( $v_{\text{LSR}}$ ) son  $24$  y  $26 \text{ km s}^{-1}$  respectivamente (aproximadamente  $17 \text{ km s}^{-1}$  con respecto a la velocidad de la nube ambiente), esto es mayor que la velocidad de expansión de la región H II ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ). Por su parte, el filamento NF finaliza en la condensación CAV 4 que presenta las velocidades más extremas, alcanzando valores de hasta  $52 \text{ km s}^{-1}$  ( $43 \text{ km s}^{-1}$  con respecto a la velocidad ambiente).

Sin embargo, sorprendentemente, de igual manera se observan estructuras con velocidades desplazadas hacia el azul correlacionadas con filamentos que manifiestamente se observan también en el óptico. De esta manera, en las velocidades comprendidas entre  $-30$  y  $9 \text{ km s}^{-1}$  se observa la presencia de estructuras como la condensación CAV 1, numerosos filamentos dirigidos hacia el oeste (WFs) y todo el borde oeste de la emisión en radio que se ajusta casi perfectamente a la emisión en el óptico (ver figuras 4.54 y 4.55). Esta correlación es difícil de explicar si suponemos que la mayoría del gas molecular se encuentra situado “detrás” de la región H II. Sin

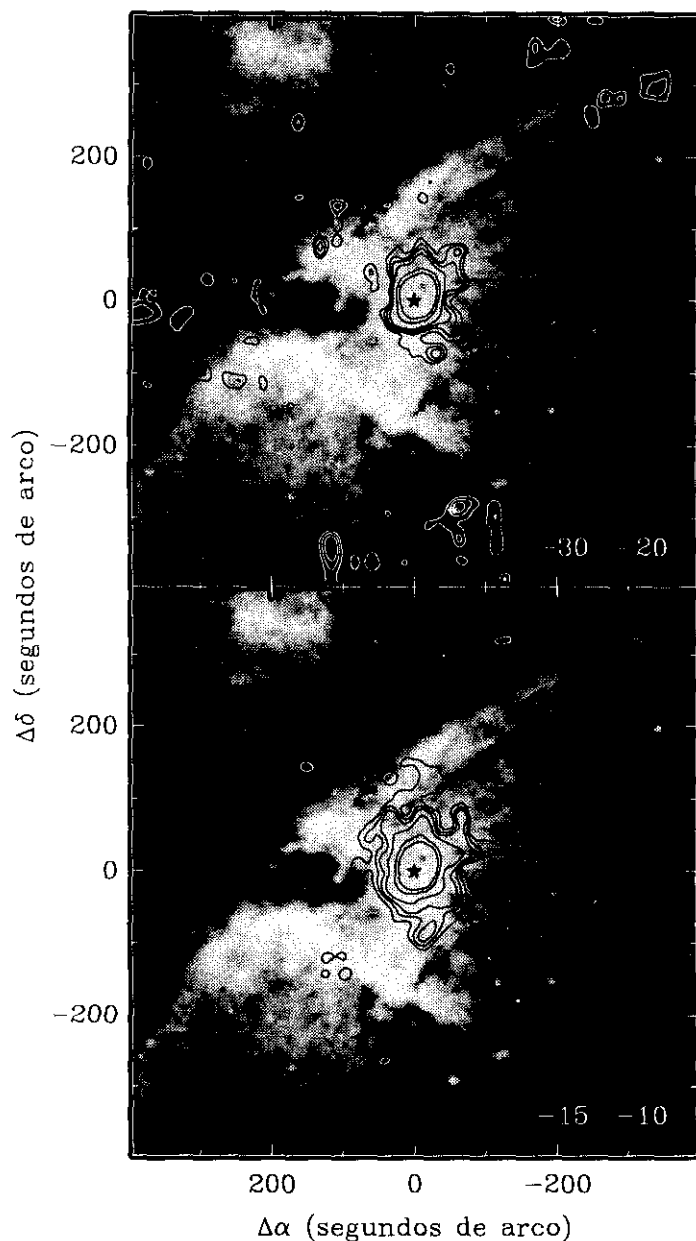


Figura 4.54: Imagen de la emisión en el óptico de la región H II M42 tomada por T.R. Gull ([S II]  $\lambda\lambda 6717, 6731 \text{ \AA}$ , de Balick et al., 1974) junto con la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO para los intervalos de velocidades comprendidas entre  $-30$  y  $-20 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $-15$  y  $-10 \text{ km s}^{-1}$ . Los niveles de grises representan la emisión en el óptico, mientras que las curvas de nivel representan la emisión radio. La estrella central simboliza la posición de IRc2. Los números que aparecen en la esquina inferior de cada marco muestran el intervalo de velocidades en el que se ha integrado la emisión molecular.

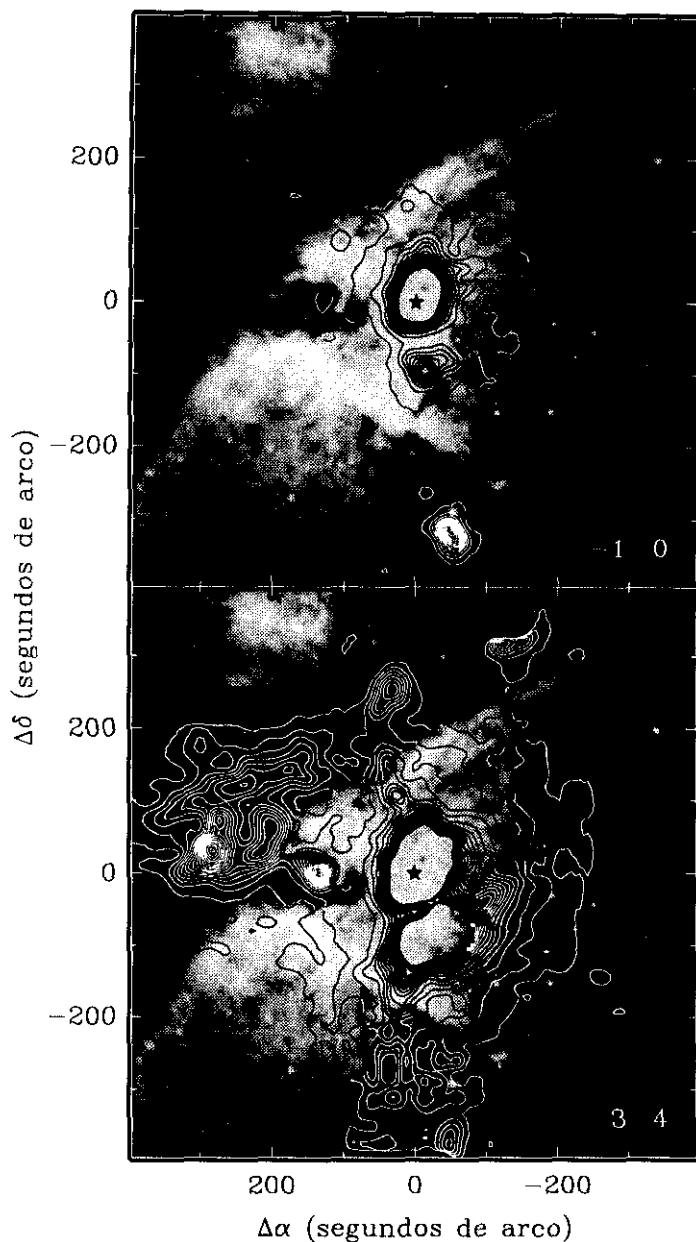


Figura 4.55: Imagen de la emisión en el óptico de la región HII M42 tomada por T.R. Gull ( $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6731 \text{ \AA}$ , de Balick et al., 1974) junto con la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO para los intervalos de velocidades comprendidas entre  $-1$  y  $0 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $3$  y  $4 \text{ km s}^{-1}$ . Los niveles de grises representan la emisión en el óptico, mientras que las curvas de nivel representan la emisión radio. La estrella central simboliza la posición de IRC2. Los números que aparecen en la esquina inferior de cada marco muestran el intervalo de velocidades en el que se ha integrado la emisión molecular.



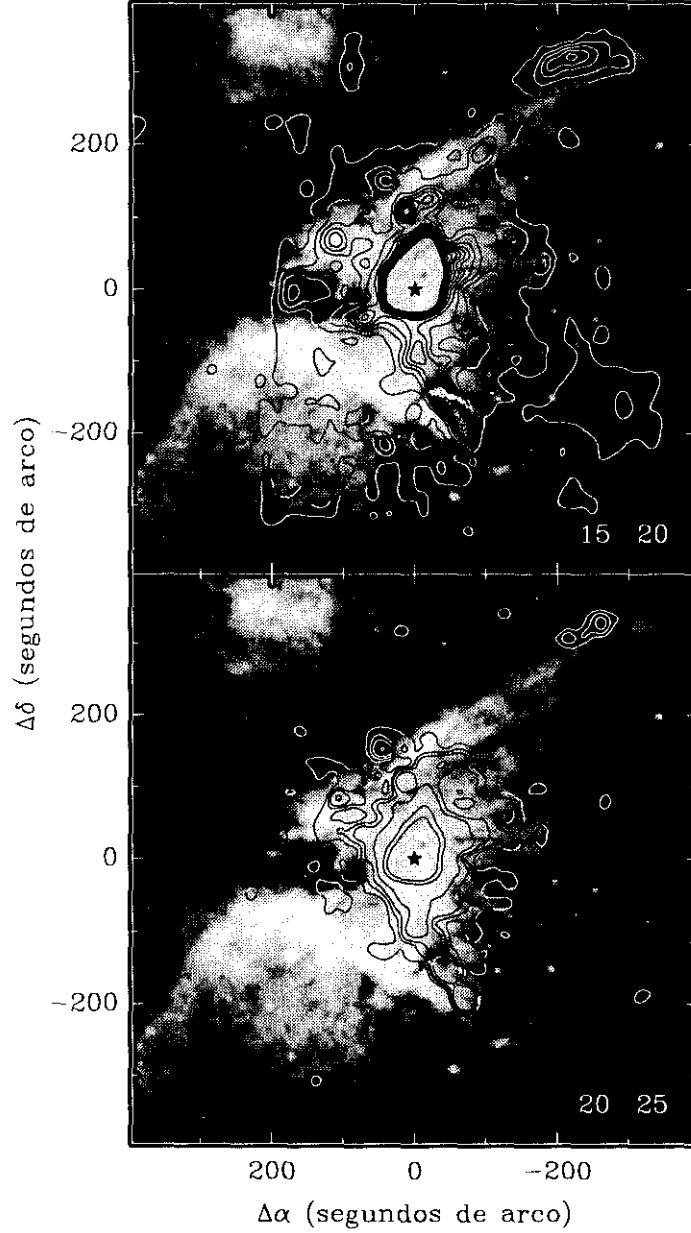


Figura 4.56: Imagen de la emisión en el óptico de la región II II M42 tomada por T.R. Gull ([S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 Å, de Balick et al., 1974) junto con la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO para los intervalos de velocidades comprendidas entre 15 y 20  $\text{km s}^{-1}$  y entre 20 y 25  $\text{km s}^{-1}$ . Los niveles de grises representan la emisión en el óptico, mientras que las curvas de nivel representan la emisión radio. La estrella central simboliza la posición de IRC2. Los números que aparecen en la esquina inferior de cada marco muestran el intervalo de velocidades en el que se ha integrado la emisión molecular.

embargo, la fuerte interacción dinámica existente en la interfase gas ionizado–gas neutro (por ejemplo en la región del *ridge*, ver capítulo 3) es muy posible que sea responsable de la existencia de estructuras con velocidades “azules” y relacionadas con la emisión en el óptico. Este aspecto será analizado en la sección siguiente.

Esta emisión a muy altas velocidades (por encima de  $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$  con respecto a la velocidad ambiente) tanto en el ala roja como en el ala azul no puede ser explicada por la simple expansión de la región H II. Los modelos más recientes de regiones H II como son los de las regiones H II de tipo cometario (ver capítulo 1) o los de fotoevaporación de discos circunestelares (Hollenbach *et al.*, 1994) introducen los vientos estelares como agentes que juegan un papel importante en el confinamiento y evolución de las mismas. Los efectos combinados de la expansión de la región H II y de los vientos estelares procedentes de los objetos jóvenes podrían ser responsables de las velocidades más altas observadas en la emisión del gas neutro.

## 4.12 Las condiciones físicas de la emisión de alta velocidad a gran escala. Projectiles

Se ha abordado el estudio de las condiciones físicas del gas de alta velocidad a gran escala de manera similar a como se realizó el estudio de del gas asociado a los flujos bipolares de IRc2 y Orión–S. Es decir, se han identificado las estructuras más significativas a través de la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$ , puesto que es de esperar que ésta emisión sea más ópticamente espesa que la de la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  y por tanto más intensa. Para aquellos filamentos y condensaciones en los que se disponía de observaciones en las dos transiciones de CO anteriormente mencionadas se ha calculado la razón entre las intensidades ambas líneas con objeto de conocer la opacidad del gas. En la tabla 4.11 se presentan los parámetros observacionales de la emisión en las dos transiciones de CO. De la inspección de los valores de las razones entre las intensidades de las dos líneas que aparecen en la tabla anteriormente mencionada se puede observar como las condensaciones asociadas a los filamentos de alta velocidad en las que se disponen datos en dos transiciones son ópticamente delgadas. Para las condensaciones en las que no se disponen datos más que en la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  se ha supuesto que tienen características similares a aquellas en las que se poseen datos en dos transiciones y por tanto, que la emisión es también ópticamente delgada. Así, se han calculado las condiciones físicas mediante el método LVG suponiendo una temperatura cinética de unos 80 K (excepto para SF 3 para la que se ha supuesto una temperatura cinética de 120 K) en aquellas condensaciones en las que se disponían datos en dos transiciones. Para ello ha sido preciso diluir la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  a la propia de un haz de un tamaño de  $21''$  correspondiente a la resolución angular de la transición de más baja frecuencia. En aquellas condensaciones de alta velocidad en las que sólo se dispone de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  se ha supuesto que la emisión de CO es ópticamente delgada, que existe equilibrio térmico local, que la temperatura de excitación es de 80 K (excepto para NF 2b para la que se ha supuesto 120 K) y que la abundancia típica de CO es de  $10^{-4}$ . El resultado de estos cálculos queda reflejado en la tabla 4.12.

El cálculo de las condiciones físicas en las estructuras WF 1 y CAV 4 bajo la suposición de que la emisión procedente de éstas es ópticamente delgada da como resultado densidades extraordinariamente bajas (entre 30 y aproximadamente  $190 \text{ cm}^{-3}$ , ver tabla 4.12). Sin embargo, estas

Estructura	Condensación	Intervalo de velocidades ( $\text{km s}^{-1}$ )	$T_{mb}(2 \rightarrow 1)^a$ (K)	$T_{mb}(1 \rightarrow 0)^a$ (K)	$\frac{T_{mb}(2 \rightarrow 1)}{T_{mb}(1 \rightarrow 0)}$
WF 1		-10 -5	0.40	< 0.3	> 1.3
	CAV 1	-3 -2	6.04		
Filamento	NF 2a	15-20	3.28	1.67	1.96
N 2	NF 2b	15-20	4.65	1.16	4.00
	NF 2c	15-20	1.99	1.19	1.67
	NF 2d	15-20	1.56	0.97	1.61
	CAV 4	15-25	0.52		
	CAV 4	35-45	0.05		
Filamento	SF 1	15-20	4.04	1.20	3.36
S	SF 2	15-25	4.21	2.56	1.64
	SF 3	<u>15-25</u>	2.77	0.69	4.00

<sup>a</sup>Intensidad integrada sobre el intervalo de velocidades indicado en la tercera columna y dividido entre la longitud de dicho intervalo.

Tabla 4.11: *Parámetros observacionales de las condensaciones de alta velocidad.*

densidades conllevan temperaturas de excitación muy pequeñas que son incapaces de explicar la intensidad observada en la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  del CO. Existen dos soluciones para resolver esta discrepancia. La primera consiste en suponer que dichas estructuras están formadas por pequeñas condensaciones no resueltas por el haz del telescopio. Así, las condensaciones que forman los filamentos de alta velocidad serían estructuras alargadas y muy finas similares a las que aparecen en los mapas obtenidos mediante técnicas interferométricas (ver por ejemplo las cartografías realizadas con el VLA de Yusef-Zadeh, 1990).

La segunda es suponer que estas estructuras tienen características similares a las nubes difusas. Esta hipótesis se basa en el hecho de que los valores obtenidos para la densidad de la columna de  $\text{H}_2$  (ver tabla 4.12) indican que muchas de las condensaciones de alta velocidad producen extinciones visuales menores que 1 magnitud. Sin embargo, CO no puede sobrevivir con tan poca extinción visual al intenso campo de radiación UV procedente de la región H II (ver por ejemplo Tielens & Hollenbach, 1985). Ahora bien, el campo UV podría estar apantallado por hidrógeno atómico producido por la fotodisociación del hidrógeno molecular. De esta manera, las condensaciones de alta velocidad estarían formadas por gas molecular muy difuso y la extinción estaría producida por el polvo asociado al hidrógeno atómico. Esta situación sería equivalente a decir que la abundancia de CO en estas condensaciones es inferior a la estandar. Para una densidad de la columna de CO del orden de  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  y un campo UV intenso, los modelos de Van Dishoeck & Black (1988) para este tipo de nubes difusas predicen densidades de aproximadamente  $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , extinciones visuales  $\sim 1.4$  y abundancias de CO del orden de  $10^{-7}$ , tres ordenes de magnitud inferiores a la abundancia estandar de esta molécula.

Posición	$T_k$ (K)	$N(\text{CO})$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	Tamaño ( $''$ )	$n_{\text{H}_2}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N(\text{H}_2)$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	Masa ( $M_\odot$ )
WF 1	80	$2.16 \times 10^{15}$ <sup>a</sup>	100×30	96 <sup>e</sup> - 700 <sup>d</sup>	$2.16 \times 10^{19}$	$7 \times 10^{-3}$ <sup>e</sup>
CAV 1	80	$1.44 \times 10^{16}$ <sup>a</sup>	44×26	$0.74 \times 10^3$	$1.45 \times 10^{20}$	0.01
NF 2a	80	$8.15 \times 10^{15}$ <sup>b</sup>	28×28	$4.78 \times 10^3$	$1.00 \times 10^{21}$	0.04
NF 2b	120	$3.52 \times 10^{16}$ <sup>a</sup>	28×28	$1.67 \times 10^3$	$3.52 \times 10^{20}$	0.02
NF 2c	80	$5.00 \times 10^{15}$ <sup>b</sup>	20×20	$3.55 \times 10^3$	$5.33 \times 10^{20}$	0.01
NF 2d	80	$4.06 \times 10^{15}$ <sup>b</sup>	20×20	$3.29 \times 10^3$	$4.94 \times 10^{20}$	0.01
CAV 4	80	$5.62 \times 10^{15}$ <sup>a</sup>	100×40	187 <sup>e</sup> - 700 <sup>d</sup>	$5.62 \times 10^{19}$	0.01 <sup>e</sup>
CAV 4	80	$5.41 \times 10^{14}$ <sup>a</sup>	32×24	30 <sup>e</sup> - 1000 <sup>d</sup>	$5.41 \times 10^{18}$	$2 \times 10^{-3}$ <sup>e</sup>
SF 1	80	$1.12 \times 10^{16}$ <sup>b</sup>	24×28	$2.05 \times 10^4$	$3.69 \times 10^{21}$	0.21
SF 2	80	$1.14 \times 10^{16}$ <sup>b</sup>	24×28	$3.68 \times 10^3$	$6.63 \times 10^{20}$	0.07
SF 3	120	$1.82 \times 10^{16}$ <sup>b</sup>	30×30	$1.42 \times 10^4$	$3.20 \times 10^{21}$	0.16

<sup>a</sup>Se ha supuesto que la emisión es ópticamente delgada.  
<sup>b</sup>Resultados obtenidos através de la aproximación LVCI.  
<sup>c</sup>Valor obtenido a partir de la densidad de columna de  $\text{H}_2$  y del tamaño observado.  
<sup>d</sup>Valor mínimo de la densidad de partículas capaz de excitar la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  a la intensidad observada.  
<sup>e</sup>Valor determinado a partir de la densidad mínima capaz de excitar la transición observada.

Tabla 4.12: *Parámetros físicos de las condensaciones de alta velocidad.*

Serían necesarias observaciones en la transición  $J = 3 \rightarrow 2$  para poder discernir entre estos dos posibles escenarios. El campo de radiación al que se encuentran sometidos los filamentos moleculares observados en la emisión de alta velocidad de CO sugiere que dichas estructuras están fuertemente perturbadas por la región H II y que su desarrollo futuro está ligado a la evolución de esta última.

Como ya se ha comentado, los filamentos NF 2 y SF se encuentran flanqueados en su extremo oeste por las condensaciones CAV 4 y SF 3, que junto con la condensación CAV 1 forman el conjunto de condensaciones de alta velocidad cuyo espectro es similar al mostrado por los proyectiles asociados a flujos bipolares. La posición de estos proyectiles con respecto a M 42 sugiere una estrecha relación entre estos objetos y la región H II. En la tabla 4.13 se presenta una estimación de los parámetros físicos de los proyectiles asociados a M 42. Los valores del momento y de la energía son similares a los de los proyectiles asociados a flujos bipolares. La gran cantidad de energía de estas condensaciones sugiere un proceso de formación violento asociado con alguna de las etapas de la evolución de la región H II, o con los intensos vientos estelares asociados a las estrellas de tipo OB. Así, hemos visto en el capítulo 3 como las velocidades de los filamentos observados en la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  pueden ser explicadas mediante la combinación de los efectos de los flujos ionizados y de los vientos estelares. Como ya se ha mencionado en dicho capítulo, la tasa de pérdida de masa de una estrella de tipo O es del orden de  $10^{-6} M_\odot \text{ años}^{-1}$ , si la velocidad terminal de los vientos procedente de las estrellas de Trapecio es del orden de

$1700 \text{ km s}^{-1}$  (Snow & Morton, 1976) se puede obtener un momento  $\sim 3 M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$  en aproximadamente  $2 \times 10^3$  años. Esto sería suficiente para explicar el momento de estas condensaciones de alta velocidad asociadas con la región H II.

Proyector	velocidad terminal máxima ( $\text{km s}^{-1}$ )	Masa ( $M_{\odot}$ )	Momento ( $M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$ )	Energía (erg)
CAV 1	-3	0.01 <sup>a</sup>	0.12 <sup>a</sup>	$1.4 \times 10^{43}$ <sup>a</sup>
SF 3	25	0.16	2	$2.1 \times 10^{44}$
CAV 4	25	0.01 <sup>a</sup>	0.16 <sup>a</sup>	$2.5 \times 10^{43}$ <sup>a</sup>
CAV 4	50	$2 \times 10^{-3}$ <sup>a</sup>	0.08 <sup>a</sup>	$3.4 \times 10^{44}$ <sup>a</sup>

<sup>a</sup>Límites inferiores para los valores de la masa, el momento y la energía.

Tabla 4.13: *Parámetros físicos de los proyectiles asociados a M 42.*

### 4.13 Origen de los filamentos y de las condensaciones de alta velocidad asociadas con la región H II

La presencia de altas velocidades en la emisión de CO a más de  $\pm 25 \text{ km s}^{-1}$  con respecto a la emisión ambiente no puede explicarse a través de la simple expansión de la región H II predicha por los modelos con “fase champagne”. En el capítulo 1 se ha visto como estos modelos sólo estiman velocidades de expansión de hasta  $15$  o  $20 \text{ km s}^{-1}$ , muy inferiores a los observados en M 42. Sin embargo, modelos más recientes de regiones H II (los modelos de regiones de tipo cometa, o el de la fotoevaporación de discos circunestelares) introducen los vientos estelares para explicar la evolución de las mismas. Así, es de esperar que dichos vientos impacten sobre el material ambiente que limita a la región de gas ionizado, y que arrastre a parte del mismo acelerándolo y produciendo de esta manera la emisión en las velocidades más altas. Por otra parte, la presión que ejerce la expansión de la región H II comprime el gas molecular y posiblemente sea la causa de las estructuras estrechas y alargadas (filamentos) observadas tanto en la emisión molecular como en la emisión del gas ionizado.

Aunque es difícil establecer la naturaleza de los filamentos y las condensaciones de alta velocidad observados en la emisión de CO en una región como Orión en la que tienen lugar multitud de fenómenos de distinta índole, las evidencias morfológicas descritas en las secciones anteriores (asociación de estas estructuras con respecto a la región H II) hace pensar que M 42 sea la responsable de su existencia. Más concretamente, el hecho de que muchas de estas estructuras delimiten a la región H II es un claro indicativo de que su origen está relacionado con la evolución de la misma.

Existen al menos dos posibilidades que podrían explicar el origen de estos filamentos altamente fragmentados observados en la emisión de alta velocidad. La primera es suponer que dichas estructuras tienen su causa en la existencia de inhomogeneidades en la nube de material ambiente. La presencia de regiones de muy alta densidad en el interior de un medio diluido

propiciaría la fragmentación del mismo a medida que la región H II se va expandiendo. Estas condensaciones al ser mucho más densas que el material ambiente sobrevivirían más tiempo a la intensa radiación ionizante de la región H II e incluso podrían quedar “atrapadas” en el interior de la misma. Los vientos de las estrellas OB y de la propia región así como la evaporación de parte del material neutro por efecto de la radiación ionizante (aceleración por efecto cohete) podrían ser capaces de acelerar pequeñas cantidades de este gas dando origen así a la emisión de alta velocidad.

La segunda es el desarrollo y posterior evolución de inestabilidades dinámicas en la zona de interfase gas ionizado–gas neutro. Como hemos visto en secciones anteriores, los filamentos detectados en este trabajo representan las fronteras en las que el gas ionizado y el gas neutro se encuentran en contacto. Según el modelo de las regiones H II con “fase champagne” el gas ionizado tiende a escapar de la burbuja creada por la radiación procedente del objeto excitador produciéndose “corrientes” de materia hacia zonas en las que la presión es inferior a la existente en el interior de la propia región H II. De esta manera, sobre las paredes de la interfase gas ionizado–gas neutro se producen este tipo de corrientes y cabe esperar que sobre dichas paredes se desarrollen inestabilidades dinámicas de tipo Kelvin–Helmholtz (ver capítulo 1). Estas inestabilidades se caracterizan porque el estado estacionario del sistema es incapaz de inhibir el desarrollo de las mismas una vez que aparecen corrientes en uno de los dos fluidos que se encuentran en contacto y porque son periódicas en el espacio dependiendo esta periodicidad de las densidades de los fluidos que están en contacto y de la diferencia de velocidades con que se mueven ambos fluidos.

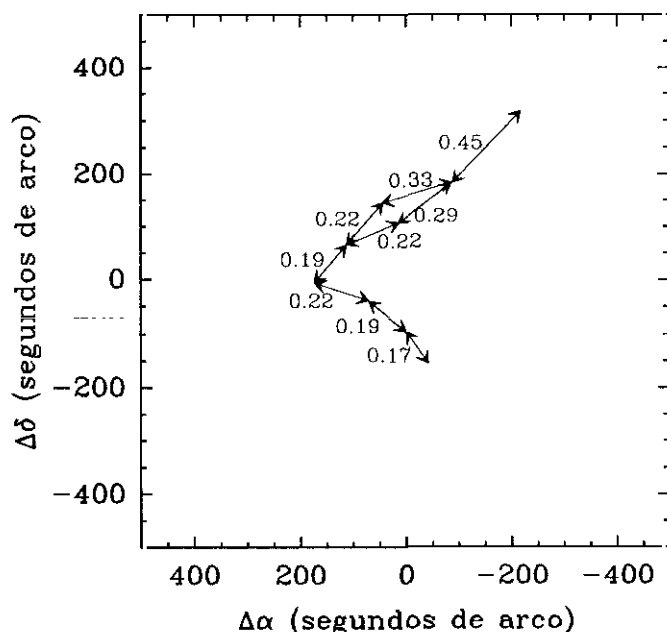


Figura 4.57: Posiciones y distancias en parsecs entre las condensaciones de alta velocidad observadas en la emisión de CO.

Una de las características más llamativas del mapa de la emisión de CO en el intervalo de velocidades comprendidas entre 15 y  $20 \text{ km s}^{-1}$  es que parece existir una periodicidad espacial en la distribución de las condensaciones que en su conjunto forman las estructuras que hemos denominado filamento NF 1 y SF. En la figura 4.57 se muestra un esquema en el que claramente puede observarse como en media la mayoría de las condensaciones se encuentran separadas una distancia de aproximadamente 0.2 pc. Esta situación junto con la gran correlación existente entre la posición de las mismas y los límites de la región H II, favorece el hecho de que las condensaciones observadas en la emisión de CO se hayan producido por el desarrollo de algún tipo de inestabilidad más que sea la existencia de inhomogeneidades en el gas ambiente el origen de su existencia.

Así pues, una vez formados los filamentos moleculares por los efectos de la expansión de la región H II, se desarrollan sobre ellos inestabilidades que muy probablemente fragmentan el gas neutro en pequeñas condensaciones. A su vez la intensa radiación UV así como los vientos estelares procedentes de las estrellas OB ionizan estas estructuras formando una espesa red de filamentos de gas ionizado tal y como puede observarse en las imágenes de alta resolución espacial a 20 cm de Yusef-Zadeh (1990).

## 4.14 Conclusiones

En este capítulo se ha presentado un estudio exhaustivo de las propiedades a gran escala del gas molecular en la región de Orión. Dicho estudio se ha realizado combinando las observaciones de las transiciones rotacionales  $J = 1 \rightarrow 0$  y  $J = 2 \rightarrow 1$  de la emisión de CO. Estas observaciones han desvelado dos aspectos bien diferenciados:

1. La emisión de alta velocidad procedente de los flujos bipolares asociados a IRc2 y Orión-Sur.
2. La emisión ambiente y de velocidad moderada relacionada con la región H II.

Las principales conclusiones extraídas de este trabajo pueden resumirse de la siguiente manera:

### Flujo asociado a IRc2

- En este trabajo se presenta por primera vez la distribución espacial del gas de muy alta velocidad ( $|v_{\text{LSR}}| > 60 \text{ km s}^{-1}$ ) asociado al flujo bipolar procedente de IRc2. La cartografía de esta emisión aporta nueva información acerca del origen y propiedades de este flujo bipolar.
- Tanto el material con muy alta velocidad como el que posee velocidades moderadas se distribuye espacialmente de manera que parece proceder de una eyección de tipo bipolar orientada aproximadamente según la dirección del observador. Sin embargo esta bipolaridad alrededor de IRc2 no se mantiene para las velocidades más extremas produciéndose un desplazamiento hacia el norte del centro geométrico definido por las velocidades terminales de ambas alas.

- Se han detectado por primera vez condensaciones de alta velocidad o “proyectiles” asociados al flujo bipolar asociado a IRc2. Ésta es la primera detección de condensaciones de alta velocidad asociadas a un flujo bipolar procedente de un objeto masivo. Estos proyectiles son preferentemente rojos con respecto a la nube ambiente, posiblemente porque aquellos con velocidades azules están afectados por la ionización producida por la región H II vecina.
- Comparando las emisiones correspondientes a las transiciones rotacionales  $J = 2 \rightarrow 1$  y  $J = 1 \rightarrow 0$  se ha determinado que el gas de alta velocidad es ópticamente delgado y caliente ( $T_k > 80$  K).
- A partir de los datos obtenidos en la emisión de la transición  $J = 2 \rightarrow 1$  se ha realizado un modelo que explica la distribución del campo de velocidades y de la materia para el flujo de IRc2. Según este modelo existen dos componentes generadas por la interacción del material expulsado por IRc2 y la nube ambiente. La primera está asociada con el material expulsado con velocidad muy elevada y muy colimado que se distribuye en las cercanías del eje del flujo en forma de *jet*. La segunda está formada por el material que es arrastrado por el *jet* y contiene la mayor parte de la masa observada con velocidades más cercanas a la de la nube ambiente. Esta segunda componente rodea por completo ambos lóbulos del flujo bipolar, sin embargo la mayor parte de la misma se encuentra en los *bow shocks* que se forman por el choque del gas de muy alta velocidad con el material ambiente en la parte delantera o cabeza de ambos lóbulos. Es en esta región en la que se produce la emisión máser de agua de baja velocidad. Cerca de la superficie externa de la envoltura se produce una onda de choque que es la responsable de la excitación del hidrógeno molecular. La cantidad de material acumulado hacia los laterales de la envoltura es menor que en la dirección del centro (eje del flujo), por lo que la emisión del hidrógeno molecular se observa menos intensa en la dirección de la fuente excitadora y por lo que la emisión máser de agua de alta velocidad se observa desplazada del centro del flujo.

### Orión-Sur

- Por primera vez se presenta una cartografía sobre todo el rango de velocidades del flujo bipolar Orión-Sur (S6). Este flujo bipolar se encuentra situado “aproximadamente” sobre el plano del cielo y su eje es aproximadamente perpendicular al filamento de gas de alta velocidad que algunos autores asociaban a este flujo. Así mismo, se han detectado por primera vez condensaciones de alta velocidad (*bullets*) relacionadas con Orión-Sur similares a las observadas en otros flujos bipolares asociados a estrellas poco masivas. La posición de la posible fuente excitadora de este flujo bipolar ha quedado determinada a partir del centroide definido por los lóbulos de gas de alta velocidad.

### Gas ambiente e interacción con M42

- La emisión de CO a gran escala a la velocidad ambiente (entre 8 y 11 km s<sup>-1</sup>) presenta su máximo en una estructura en forma de anillo o de “C” invertida que hemos denominado “frente de ionización interno” (IIF). Esta estructura coincide con la región en la que se



observa la emisión del polvo caliente a  $3.3\mu\text{m}$  que se produce en la interfase entre la región H II y el gas molecular. El IIF rodea una región de emisión molecular débil situada al este de las estrellas del Trapecio. La ausencia de emisión molecular es indicativo de un mayor grado de ionización producido por el flujo de fotones UV proveniente de estas estrellas. Tanto el gas que forma el IIF como el de su interior es gas caliente ( $T_k \sim 70\text{ K}$ ) y su calentamiento está producido por medio de los electrones generados por el efecto fotoeléctrico al incidir los fotones UV producidos por la región H II sobre el material ambiente.

- La emisión de CO muestra claramente que la región H II está confinada por ionización en todas las direcciones excepto en la del observador en la que se encuentra limitada por la densidad. Así, M 42 se encuentra confinada por el este por las condensaciones DBs, por el norte por el filamento NF 1, por el sur por el filamento óptico y por el oeste por el *ridge* molecular denso. Algunas de estas estructuras que confinan a la región H II están fuertemente perturbadas por ésta y su desarrollo futuro está ligado a la evolución de la misma.
- Además de los filamentos que confinan a la región H II, la emisión de CO presenta multitud de estructuras en forma de filamentos que se observan a velocidades distintas a la del gas ambiente. Estas estructuras están generadas, muy probablemente, por los efectos del arrastre del gas ionizado (sometido a fuertes gradientes de presión producidos por la expansión de la región H II) sobre el gas neutro en la delgada capa interfase entre ambas componentes.
- Se han detectado por primera vez condensaciones moleculares de alta velocidad situadas al final de los filamentos con velocidades moderadas no relacionadas con objetos jóvenes. La posición relativa de estas condensaciones con respecto a la región H II indica que muy probablemente su origen esté relacionado con los procesos evolutivos de la misma.
- La presencia de altas velocidades en la emisión de CO a más de  $\pm 25\text{ km s}^{-1}$  con respecto a la emisión ambiente no puede explicarse através de la simple expansión de la región H II predicha por los modelos con “fase champagne”. Las evidencias morfológicas indican, sin embargo, que el origen de este gas está íntimamente ligado con la evolución de la región H II. Existen al menos dos posibilidades que podrían explicar el origen de estos filamentos altamente fragmentados observados en la emisión de alta velocidad.

1. Existencia de inhomogeneidades en el medio ambiente.
2. Desarrollo de inestabilidades dinámicas en la interfase gas ionizado–gas neutro.

La periodicidad espacial existente entre las condensaciones con alta velocidad sugiere que es el segundo mecanismo es el más probable.



## Capítulo 5

# Las regiones de fotodisociación y su química. Observaciones de CN

### 5.1 Introducción

Las observaciones sobre distintas nubes moleculares galácticas de la línea de emisión a 113.5 GHz de CN han mostrado que este radical se encuentra ampliamente distribuido sobre la Galaxia y que es relativamente abundante (Turner & Gammon, 1975; Allen & Knapp, 1978; Churchwell, 1980). CN tiene varias propiedades que hacen que sea muy útil a la hora de determinar condiciones físicas en el medio interestelar. Los niveles de energía rotacionales de este radical son similares a los que se observan en CO, sin embargo CN presenta un electrón con espín “desapareado” que conjuntamente con el espín nuclear distinto de cero del nitrógeno, dan lugar, respectivamente, a una estructura “fina” e “hiperfina” dentro de cada nivel rotacional. Como resultado, por cada transición rotacional principal, aparecen diversas componentes en el espectro con diferente intensidad intrínseca llamadas componentes hiperfinas (ver apéndice C, en el que se realiza un estudio detallado de la estructura de niveles del CN, los números cuánticos que caracterizan cada nivel de energía, así como de las transiciones permitidas por las reglas de selección).

Las componentes de la estructura hiperfina de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  de este radical se agrupan en dos conjuntos: el multiplete  $J = 1/2 \rightarrow 1/2$  que está formado por cuatro líneas entre 113.124 y 113.191 GHz, y el multiplete  $J = 3/2 \rightarrow 1/2$  formado por cinco líneas comprendidas entre 113.488 y 113.520 GHz. Las componentes de cada multiplete están separadas por algo más que la anchura típica de la línea, aunque lo bastante juntas como para que sobre un mismo espectro puedan observarse simultáneamente varias de estas componentes. De esta manera, las intensidades relativas entre las distintas componentes pueden obtenerse independientemente de las incertidumbres en la calibración. Estas razones entre las componentes hiperfinas permiten estimar la opacidad de la línea, la temperatura de excitación, y por tanto la columna de densidad de CN, libre de cualquier suposición sobre las propiedades físicas de la nube con la excepción del factor de llenado (*filling factor*) y de emisión bajo la aproximación de equilibrio térmico local (LTE). Sin embargo, en el caso ópticamente delgado ( $\tau \ll 1$ ) la temperatura de excitación no está bien determinada y se requiere la suposición de un valor para la misma. La incertidumbre introducida por el valor de la temperatura de excitación puede evitarse si se conoce cómo es la

emisión en una segunda transición, ya que en este caso es posible calcular el valor de la misma. Por esta razón un estudio preciso de las condiciones físicas del medio interestelar a través de la emisión de CN requiere al menos la observación de una segunda transición de esta molécula.

La estructura hiperfina de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  de CN se agrupa en 3 conjuntos de líneas: el multiplete  $J = 3/2 \rightarrow 3/2$  que está formado por siete líneas entre 226.287 y 226.359 GHz, el multiplete  $J = 3/2 \rightarrow 1/2$  formado por cinco líneas comprendidas entre 226.616 y 226.679 GHz, y el multiplete  $J = 5/2 \rightarrow 3/2$  formado por seis líneas entre 226.874 y 226.905 GHz.

Los coeficientes colisionales de CN y de CO son muy parecidos, sin embargo, el coeficiente de Einstein de emisión espontánea ( $A_{ul}$ ) de las líneas CN ( $N = 1 \rightarrow 0$ ) es más de dos órdenes de magnitud que para CO ( $J = 1 \rightarrow 0$ ), o lo que es lo mismo, el momento dipolar de CN ( $\mu = 1.45$  D, ver Thompson & Dalby, 1968; Blake *et al.*, 1987) es unas 10 veces mayor que el de CO, por tanto CN es una molécula que delinea regiones más densas que CO ( $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ). Además el carácter radical de CN hace que sea un importante trazador de regiones de fotodisociación (Fuente *et al.*, 1993) como pueden ser las cercanías de regiones H II o de fuentes infrarrojas. Las moléculas en este tipo de regiones están sometidas a un campo de radiación intenso y como consecuencia poseen una química particular. Por tanto, es de esperar que esta molécula se observe en las zonas de interfase entre el gas neutro y el gas ionizado de M42 y en los filamentos detectados en la emisión de CO que confinan a esta región H II. En este capítulo se describen y discuten las observaciones a gran escala del radical CN en la región de M42. Así mismo se realiza un estudio de las condiciones físicas y químicas del gas cartografiado por dicha molécula.

## 5.2 Observaciones

Las observaciones se realizaron con el telescopio de 30 m de diámetro de I.R.A.M. situado en Pico de Veleta (Granada). La transición rotacional  $N = 1 \rightarrow 0$  fue observada con el receptor 3 mm SIS sintonizado en banda lateral única con una atenuación de la banda imagen de  $\sim 8$  dB. La temperatura de ruido del receptor a la frecuencia en reposo fue 300 K. El tamaño del haz a media potencia fue de  $21''$ . El espectrómetro utilizado en estas observaciones fue un banco de filtros de  $256 \times 100$  kHz, por lo que simultáneamente se observaron tres líneas del multiplete  $J = 3/2 \rightarrow 1/2$  (centradas en 113488.125, 113490.945 y 13499.633 MHz). La transición rotacional  $N = 2 \rightarrow 1$  fue observada con el receptor 1.3 mm SIS sintonizado en banda lateral única con una atenuación de la banda imagen de  $\sim 14$  dB. La temperatura de ruido del receptor a la frecuencia en reposo fue 350 K. El tamaño del haz a media potencia fue de  $12''$ . El espectrómetro utilizado en estas observaciones fue un banco de filtros de  $512 \times 1$  MHz centrado en 226.874 GHz por lo que simultáneamente se observaron los multipletes  $J = 3/2 \rightarrow 1/2$  y  $J = 5/2 \rightarrow 3/2$ . Este último presenta en los espectros tres líneas solapadas, las comprendidas entre 226.874 y 226.876 GHz. Es en este intervalo de frecuencias donde se encuentra la línea más intensa, por lo que serán estas transiciones las utilizadas para realizar los cálculos.

Así mismo se realizaron observaciones de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  sobre algunas posiciones seleccionadas utilizando como espectrómetro un autocorrelador de 1024 canales, cada uno con una anchura de 80 MHz en el que únicamente puede observarse simultáneamente las seis componentes del multiplete  $J = 5/2 \rightarrow 3/2$ .

El procedimiento de observación fue conmutación en posición, utilizando como posición de

referencia un punto fijo situado a  $900''$  en ascensión recta, tomándose un espectro en dicha posición por cada cinco observaciones sobre la fuente. Los tiempos de integración fueron 20 s sobre la nube y 45 s sobre la referencia. La puntería fue comprobada frecuentemente sobre fuentes cercanas de continuo, siendo los errores menores que  $4''$ . La calibración se realizó por el procedimiento estandar del método del *chopper wheel*.

## 5.3 Resultados

En la figura 5.1 se presenta la cartografía a gran escala de la emisión de la transición rotacional  $|1\ 3/2\ 5/2\rangle \rightarrow |0\ 1/2\ 3/2\rangle$  del radical CN sobre una región de aproximadamente  $19' \times 22'$  en la dirección de Orión A integrada entre 0 y  $14\text{ km s}^{-1}$  (intervalo de velocidades sobre el que se extiende la emisión de la línea anteriormente mencionada). Esta figura muestra como la emisión de CN es muy extensa espacialmente y presenta una morfología irregular dominada, como se discutirá en la sección 5.5, por la región H II. Las estructuras más notables que a gran escala se observan en la emisión de esta molécula están señaladas en la figura 5.1, siguiendo la nomenclatura presentada en los capítulos anteriores las más intensas son el *ridge* molecular denso, que se extiende en dirección norte-sur y delimita en el este la zona más intensa de la región H II (ver capítulo 3), y la emisión asociada a la “barra óptica”. Así mismo se observa emisión intensa, aunque fragmentada en distintas condensaciones, bordeando el frente de ionización norte (“Filamento-N1, ver sección 4.3.1). El borde más cercano a las estrellas del Trapecio de las tres estructuras mencionadas anteriormente forman el borde “interior” denominado IIF (ver sección 4.3.1) que delimita a su vez a una estructura caracterizada por la ausencia de emisión en CN y que a partir de ahora denominaremos como “burbuja”. Finalmente, aparecen dos nuevos filamentos débiles que se sitúan al noroeste y suroeste de las estrellas del Trapecio. El primero de ellos se extiende en dirección norte-sur y bordea en su parte este a la región H II M 43. Este filamento, junto con la parte norte del *ridge* molecular, delimitan la emisión en el óptico de M 43 y parece conectar a esta nebulosa con su vecina M 42 por lo que a partir de ahora lo denominaremos como C-F (*Connecting Filament*). El segundo se extiende en dirección noroeste-sureste bordeando la región sur de la “Vereda Oscura” (*Dark Lane*, ver sección 2.2) y lo denominaremos a partir de ahora DLS-F (*Dark Lane South Filament*).

En la figura 5.2 se presentan algunos espectros tomados en la dirección del *ridge* molecular denso y del filamento asociado a la “barra óptica”. Los perfiles presentados en esta figura muestran únicamente tres de las cinco líneas que consta el multiplete  $J = 3/2 - 1/2$ . Los espectros correspondientes a los puntos de coordenadas con respecto a IRc2 ( $-24, -24$ ), ( $0, -240$ ) (situados sobre el “*ridge* molecular”) y ( $72, -192$ ) (situado sobre el filamento asociado a la “barra óptica”) muestran la existencia de componentes dentro de cada una de las líneas observadas del multiplete. Por otra parte, la velocidad central de las líneas correspondientes a la posición ( $-24, -120$ ) muestran un claro desplazamiento con respecto a la que poseen el resto de las posiciones representadas en la figura. Esto indica que la emisión de CN presenta una estructura cinemática extraordinariamente rica.

Este hecho se muestra claramente cuando se descompone la emisión en estrechos intervalos de velocidades en los que se observa la existencia de emisión intensa al este y noroeste de la región cartografiada, así como la aparición de numerosas condensaciones y filamentos a lo largo

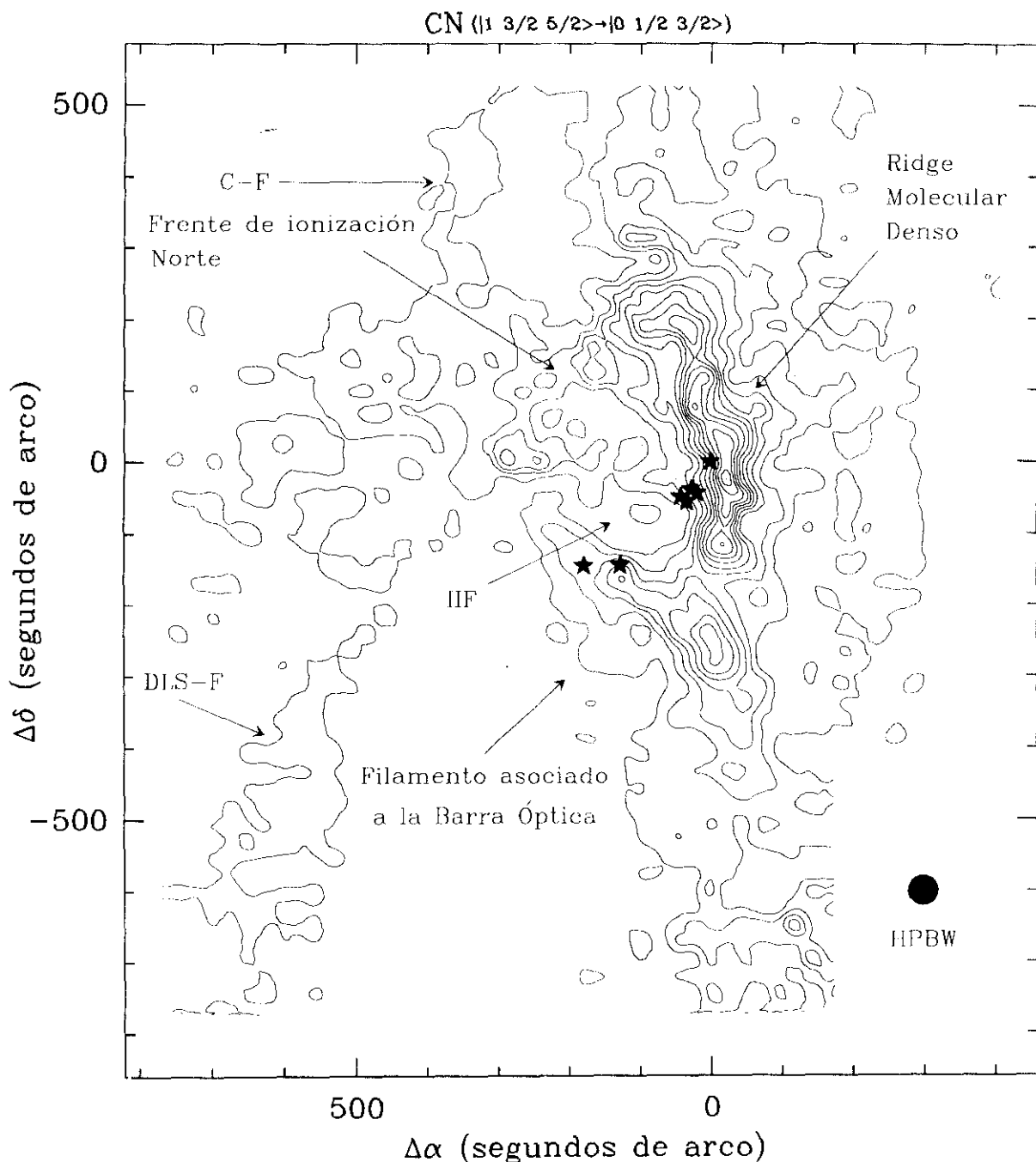


Figura 5.1: Mapa de intensidad integrada de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN en la dirección de Orión A. Los intervalos en los ejes son relativos a la posición de IRc2 ( $\alpha(1950)=5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 47.0^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950)=-5^{\circ} 24' 23.6''$ ) representada en el dibujo por una estrella de color negro. Los puntos muestran las posiciones donde fueron tomados los espectros, y el haz a media potencia del telescopio se representa por el círculo situado en la esquina inferior derecha de la figura. El primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $2\text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $3.5\text{ K km s}^{-1}$ .

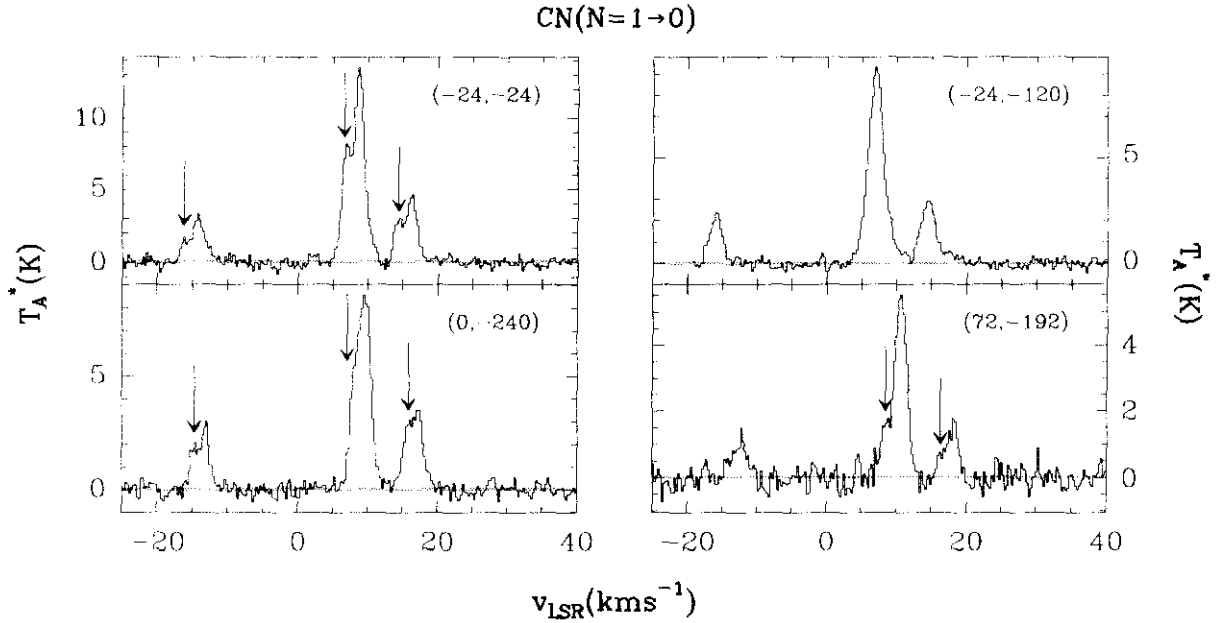


Figura 5.2: Perfiles de la línea de emisión de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN en la dirección de puntos situados sobre el “ridge molecular denso” (espectros de la izquierda) y el filamento asociado a la “barra óptica” (espectros de la derecha). Las coordenadas de los puntos en los que fueron tomados los espectros aparecen en la esquina superior derecha de cada panel. La anchura del banco de filtros permite visualizar simultáneamente tres de las cinco líneas que consta el multiplete  $J = 3/2 - 1/2$ . Las flechas indican la existencia de componentes secundarias de la emisión en algunas posiciones.

del *ridge* molecular (semejantes a los observados en la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$ , ver capítulo 3) y sobre el filamento asociado a la “barra óptica”.

En las figuras 5.3 y 5.4 se presenta la cartografía de la emisión de CN integrada sobre intervalos de velocidades de  $0.5 \text{ km s}^{-1}$  de anchura. La emisión para el intervalo de las velocidades comprendidas entre  $4.5$  y  $5 \text{ km s}^{-1}$  se concentra esencialmente en dos condensaciones. La primera de estas condensaciones se sitúa unos  $250''$  al este de IRc2 delimitando el borde norte de la región H II en la zona en la que se encuentra la Bahía Oscura (*Dark Bay*, ver sección 2.2). La segunda condensación se observa unos  $100''$  al sur de IRc2 en la posición de la fuente conocida como S6. A medida que las velocidades van aumentando, el tamaño de estas dos condensaciones va creciendo de manera que mientras que la primera se desarrolla en forma de filamento delimitando el borde norte de la región H II, la segunda crece siguiendo la dirección norte-sur uniéndose a la emisión procedente de una tercera condensación situada unos  $500''$  al sur de IRc2 y que comienza a observarse a partir de  $5 \text{ km s}^{-1}$  formando la estructura conocida como “*ridge* molecular”.

Al igual que ocurría en la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  cuando se consideran intervalos estrechos en velocidades la emisión procedente del *ridge* se rompe en condensaciones, algunas de las cuales forman largos y estrechos filamentos que coinciden con los descritos anteriormente en la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  (los “filamentos moleculares o MFs”; ver capítulo 3). Entre  $7$  y  $9 \text{ km s}^{-1}$  las emisiones

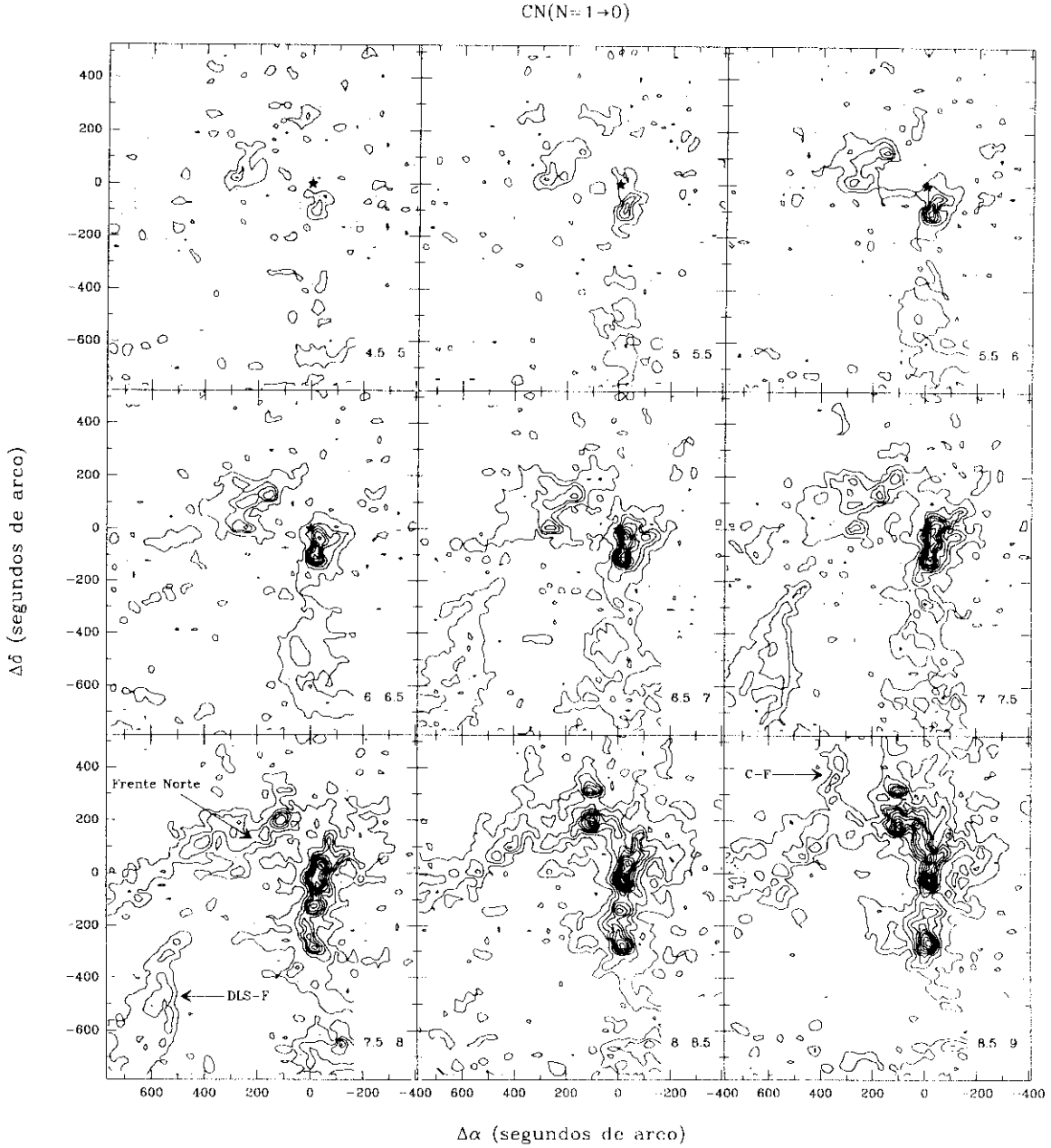


Figura 5.3: Mapas de intensidad integrada por intervalos de velocidades de  $0.5 \text{ km s}^{-1}$  en la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN en la dirección de Orión A. Los intervalos en los ejes son relativos a la posición de IRc2 ( $\alpha(1950)=5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 47.0^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950)=-5^{\circ} 24' 23.6''$ ) representada en el dibujo por una estrella de color negro. Los puntos del panel situado en la esquina superior izquierda muestran las posiciones donde fueron tomados los espectros. El intervalo de velocidades sobre el que se ha integrado la emisión se indica en la esquina inferior derecha de cada panel. El primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $0.2 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$ .



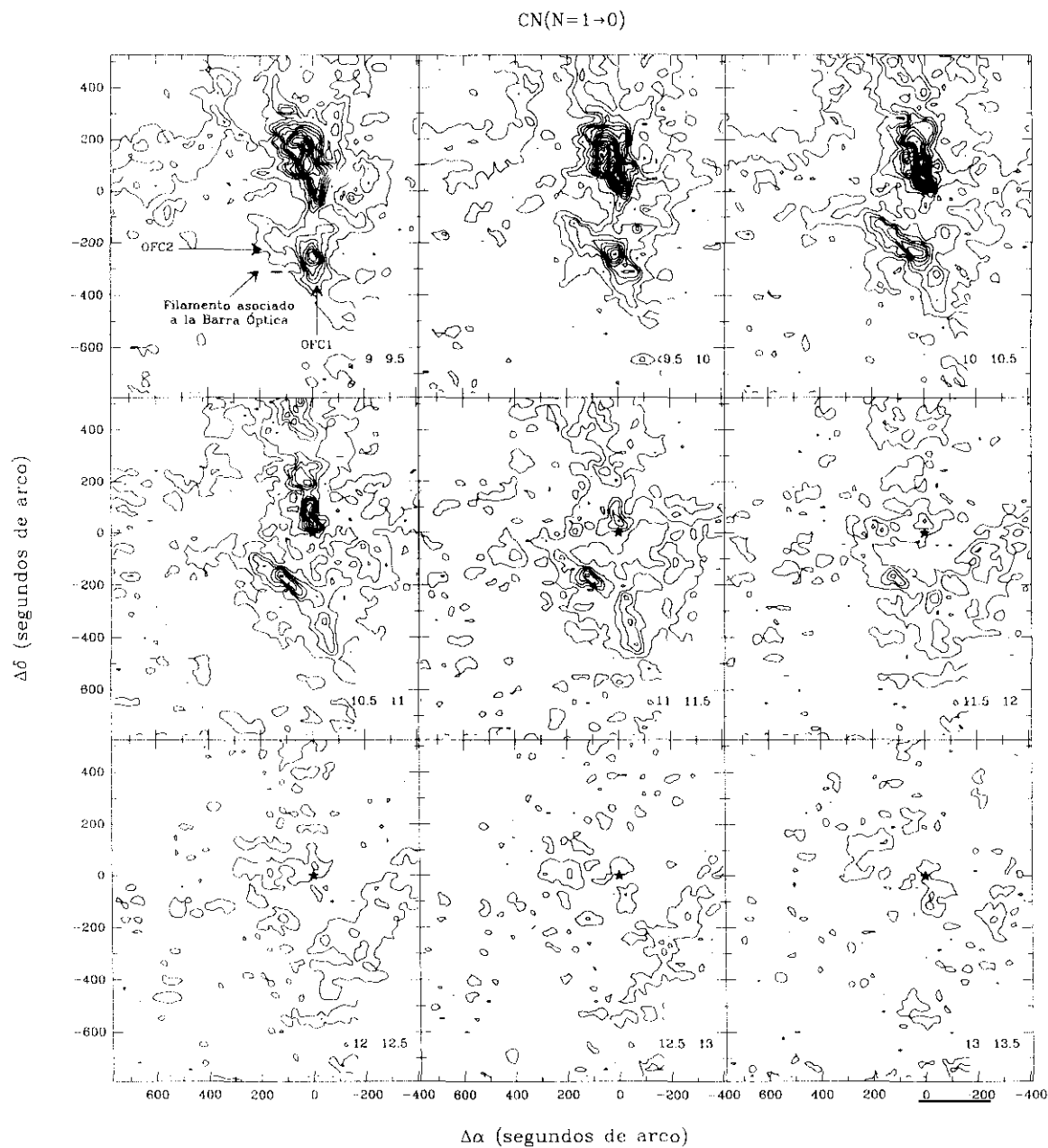


Figura 5.4: Mapas de intensidad integrada por intervalos de velocidades de  $0.5 \text{ km s}^{-1}$  en la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN en la dirección de Orión A (continuación). Los intervalos en los ejes son relativos a la posición de IRc2 ( $\alpha(1950)=5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 47.0^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950)=-5^{\circ} 24' 23.6''$ ) representada en el dibujo por una estrella de color negro. El intervalo de velocidades sobre el que se ha integrado la emisión se indica en la esquina inferior derecha de cada panel. El primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $0.2 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$ .

procedentes del *ridge* molecular y del borde norte están unidas formando una estructura cóncava hacia el sur que a gran escala rodea la parte oeste, norte y este del cúmulo del Trapecio, envolviéndola en una especie de cascarón. El filamento norte se observa sólo hasta aproximadamente  $10.5 \text{ km s}^{-1}$ . La zona más densa de la región H II se encuentra limitada al sur por el filamento asociado a la “barra óptica”. Este filamento se observa entre  $7.5$  y  $12 \text{ km s}^{-1}$  aproximadamente y en él destaca la emisión de dos condensaciones denominadas OFC1 y OFC2 (*Optical Filament Condensations*, ver figura 5.4). La primera de estas dos condensaciones se observa entre  $7.5$  y  $10 \text{ km s}^{-1}$  aproximadamente y forma parte a su vez del conjunto de condensaciones que a gran escala forman la estructura del *ridge*. La segunda tiene velocidades radiales comprendidas entre  $8$  y  $12 \text{ km s}^{-1}$ , es decir es más “roja” que la anterior y se sitúa unos  $100''$  al este y  $50''$  al norte con respecto a la primera. Para las velocidades superiores a  $11 \text{ km s}^{-1}$  se observa también emisión al suroeste del cúmulo de estrellas del Trapecio. Esta nueva emisión está conectada al filamento asociado a la “barra óptica” en su parte sur y se extiende hacia el noroeste formando una nueva estructura en forma de “cascarón” que delimita la zona suroeste de la región H II.

### El filamento sureste

Apartado del núcleo de la región H II M 42 y hacia el sureste se localiza el filamento denominado DLS-F. Este nuevo filamento se extiende en dirección sureste→noroeste y se observa en una región en la que en el dominio óptico aparecen multitud de estructuras filamentosas oscuras que delimitan la zona sureste de M 42. El filamento observado en la emisión de CN no está cartografiado en su totalidad por la parte sur siendo la longitud de la región que aparece los mapas presentados en este trabajo de aproximadamente  $500''$ . La anchura del filamento varía desde unos  $250''$  en la parte sur hasta menos de  $50''$  para la zona norte. En los paneles de la izquierda de la figura 5.5 se muestran dos espectros tomados en la dirección de este filamento en los que se puede observar como las líneas de la emisión procedente de esta región son estrechas ( $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ ) y débiles, permaneciendo las componentes menos intensas del multiplete  $J = 3/2 \rightarrow 1/2$  enmascaradas por el ruido.

El filamento sureste se caracteriza también por una emisión débil ( $T_a^* \sim 0.2 \text{ K}$ ) y ancha ( $\Delta v \sim 2.6 \text{ km s}^{-1}$ ) centrada aproximadamente a  $11.7 \text{ km s}^{-1}$ . Para visualizar dicha componente se han promediado varios espectros del filamento DLS-F el resultado se muestra en la figura 5.6. Así mismo esta figura muestra un espectro de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  (ver sección 5.4) tomado en la posición de un punto situado sobre el filamento sureste. Dicho espectro muestra claramente la presencia de las dos componentes mencionadas anteriormente.

### La emisión de CN asociada a M 43

Como ya se ha indicado en el capítulo 2, M 43 es una región H II pequeña en comparación con su vecina M 42 y situada unos minutos al norte de esta última. Aunque las dos regiones H II son independientes, la emisión de CN muestra que existe una conexión de material molecular neutro entre ambas. Así, el *ridge* molecular denso se extiende hacia el norte bordeando a M 43 por su lado oeste, mientras que por su lado este la región H II se encuentra limitada por el filamento C-F que se observa en las velocidades radiales comprendidas entre  $8$  y  $11 \text{ km s}^{-1}$ , y que parece como una bifurcación del filamento de material molecular que bordea la zona norte de M 42. En los paneles de la derecha de la figura 5.5 se muestran dos espectros tomados en la

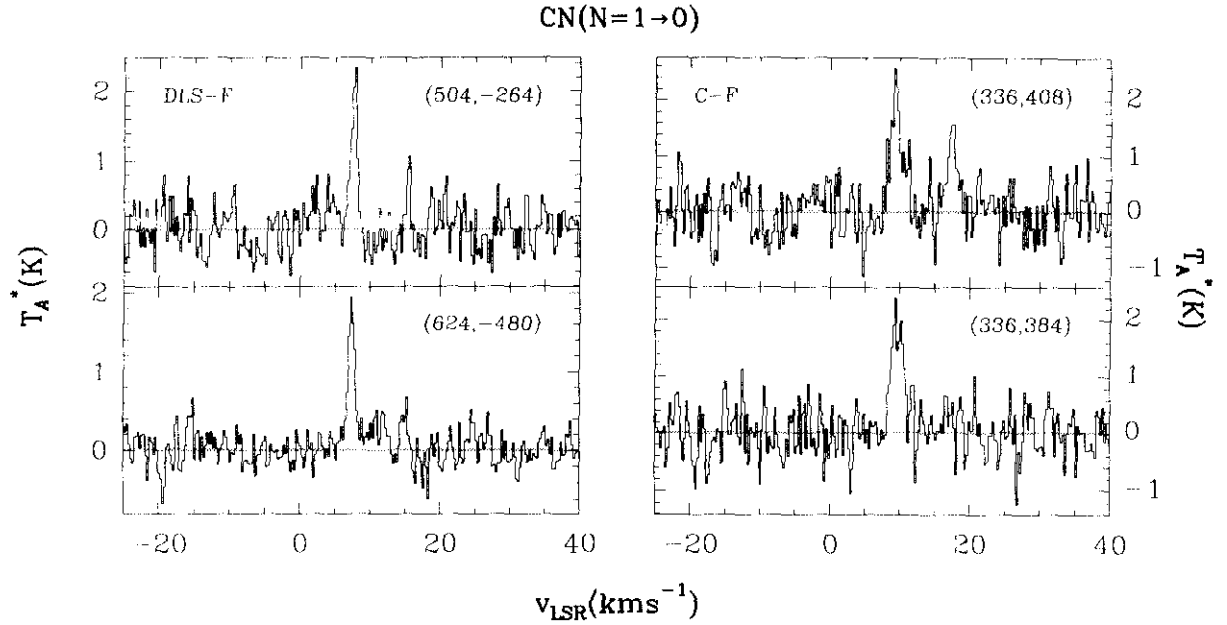


Figura 5.5: Perfiles de la línea de emisión de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN en la dirección de puntos situados sobre los filamentos DLS-F (espectros de la izquierda) y C-F. Las coordenadas de los puntos en los que fueron tomados los espectros aparecen en la esquina superior derecha de cada panel.

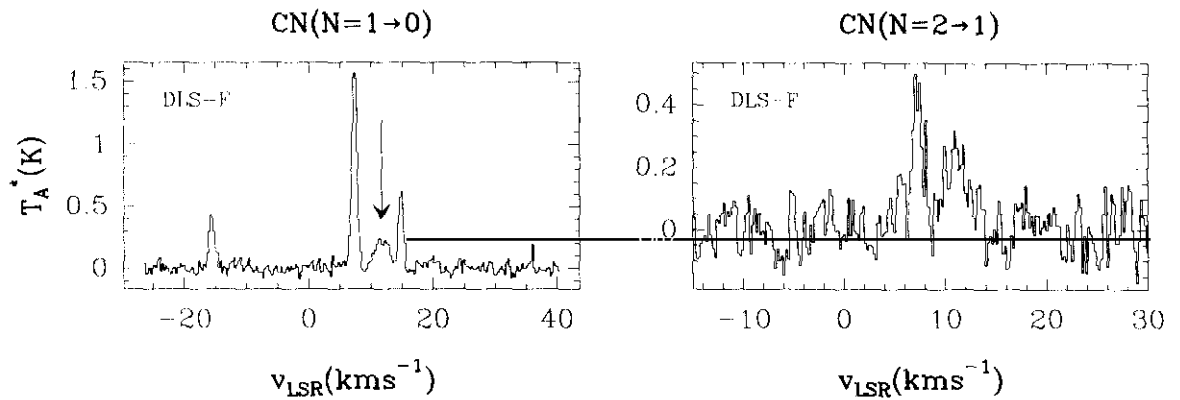


Figura 5.6: El panel de la izquierda muestra el perfil promedio de la línea de emisión de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN en la dirección del filamento DLS-F. La flecha indica la posición de la componente ancha a  $11.7 \text{ km s}^{-1}$ . El panel de la derecha muestra el perfil de la línea de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  sobre una posición situada en el filamento sureste. En él puede observarse claramente las dos componentes de la emisión de CN.

dirección de puntos situados sobre este filamento. Al igual que la emisión del filamento DLS-F comentado anteriormente, las líneas del filamento C-F son débiles, observándose únicamente en los espectros aquellas componentes más intensas del multiplete  $J = 3/2 \rightarrow 1/2$ . La anchura a mitad de intensidad de estas líneas es aproximadamente de  $2 \text{ km s}^{-1}$ .

## 5.4 La transición $N = 2 \rightarrow 1$

En la sección 5.1 se ha indicado como la presencia de componentes hiperfinas sobre un mismo espectro permite realizar el cálculo de la opacidad (y por tanto de la densidad de la columna) de la región de la nube de la que proviene el mismo. Sin embargo, se necesita una segunda transición para poder determinar la temperatura de excitación y la densidad de partículas. Con este objeto se realizaron observaciones en la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  de CN. La figura 5.7 muestra sendos espectros típicos de esta transición tomados en dos posiciones de la nube. En dicha figura se puede observar como la anchura del banco de filtros utilizado permite visualizar simultáneamente los multipletes  $J = 5/2 \rightarrow 3/2$  y  $J = 3/2 \rightarrow 1/2$  de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$ , sin embargo cada canal tiene un tamaño en frecuencias de 1 MHz por lo que no es posible resolver la totalidad de las líneas de cada uno de los multipletes mostrados.

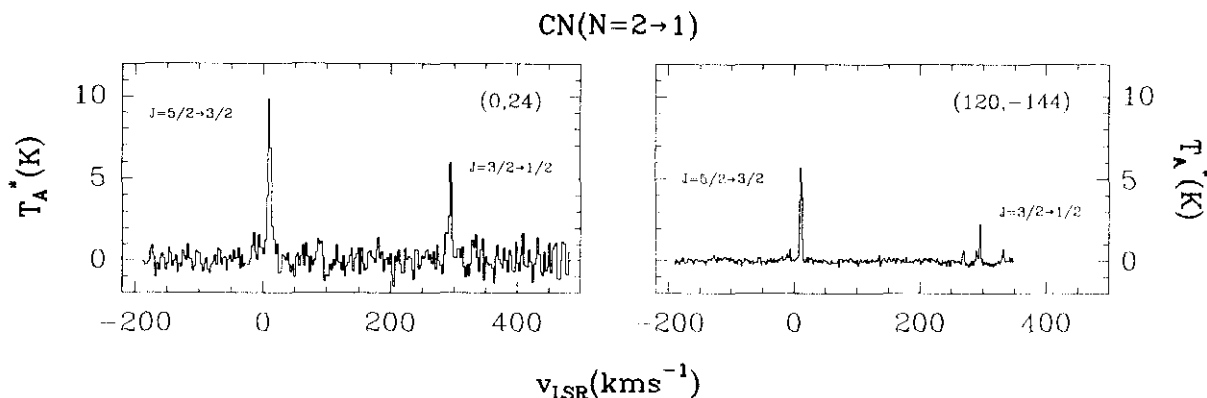


Figura 5.7: Perfiles de la línea de emisión de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  del radical CN en la dirección de puntos situados sobre el “ridge molecular denso” (espectro de la izquierda) y el filamento asociado a la “barra óptica” (espectro de la derecha). Las coordenadas de los puntos en los que fueron tomados ambos espectros aparecen en la esquina superior derecha de cada panel. La anchura del banco de filtros permite visualizar simultáneamente los multipletes  $J = 5/2 \rightarrow 3/2$  y  $J = 3/2 \rightarrow 1/2$  de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$ , sin embargo cada canal tiene un tamaño en frecuencias de 1 MHz por lo que no es posible resolver la totalidad de las líneas de cada uno de los multipletes mostrados.

En la figura 5.8 se presenta la cartografía de la emisión de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  en el intervalo de velocidades comprendidas entre 0 y  $17 \text{ km s}^{-1}$  por lo que el mapa representa la suma de la emisión de las tres líneas del multiplete  $J = 5/2 \rightarrow 3/2$  que se encuentran solapadas. La región del cielo cartografiada tiene una extensión de aproximadamente  $600'' \times 600''$ . Esta región es inferior en tamaño a la cartografiada en la transición  $N = 1 \rightarrow 0$ , sin embargo en ella se

observa, al igual que en la otra transición de CN anteriormente referida, como la emisión está fuertemente dominada por la morfología de la región H II. Así mismo la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  muestra las estructuras más importantes mencionadas en secciones anteriores como son el *ridge* molecular denso y los frentes de ionización.

El *ridge* molecular denso se extiende en dirección norte→sur y en él se distinguen tres condensaciones: la situada más al sur que forma también parte del filamento asociado a la “barra óptica” y que ha sido denominada OFC1 (ver sección 5.3), la asociada a la fuente S6 (flujo bipolar Orión–Sur) y finalmente la más intensa que se observa unos  $24''$  al norte de IRc2. Por su parte, el filamento asociado a la “barra óptica” presenta dos condensaciones: la citada anteriormente OFC1 y una segunda OFC2, aproximadamente igual de intensa que la anterior, situada al norte y al este de la primera y cuya estructura es alargada siguiendo la dirección definida por la “barra”.

Los dos frentes de ionización junto con el *ridge* molecular forman una estructura que a gran escala se asemeja a una burbuja que envuelve la zona más densa de la región H II. El borde interno de esta burbuja es lo que se ha denominado en la sección 5.3 IIF.

La emisión por intervalos de velocidades se muestra en la figura 5.9. En cada panel de esta figura se muestra la intensidad de la emisión de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  integrada cada  $2 \text{ km s}^{-1}$ . El *ridge* molecular denso se observa en las velocidades comprendidas entre  $4$  y  $14 \text{ km s}^{-1}$  y se presenta “fragmentado” en varias condensaciones que van apareciendo en los distintos intervalos de velocidades. El filamento asociado a la “barra óptica” se observa entre  $8$  y  $12 \text{ km s}^{-1}$  y como ya se ha dicho anteriormente se encuentra formado por dos condensaciones OFC1 y OFC2 que se muestran respectivamente en las velocidades ligeramente desplazadas hacia el azul y hacia el rojo con respecto a la velocidad ambiente ( $9 - 10 \text{ km s}^{-1}$ ). Finalmente, el frente de ionización norte (filamento NF1) que no se observa claramente en la emisión integrada en todo el rango de velocidades sí aparece cuando se considera el rango de velocidades comprendidas entre  $6$  y  $8 \text{ km s}^{-1}$ . A diferencia de la emisión de CO en donde las altas velocidades no asociadas a la presencia de flujos bipolares se observaban sobre los filamentos o frentes de ionización que confinan a la región H II, en la emisión de CN no se observan condensaciones a velocidades tan elevadas.

## 5.5 La morfología y cinemática de la emisión de CN

En la figura 5.10 se muestra la superposición de la emisión de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  de CN integrada en el intervalo de velocidades comprendidas entre  $0$  y  $14 \text{ km s}^{-1}$  sobre una imagen óptica de la región de Orión A. En esta figura se puede observar como la morfología de la emisión de CN se encuentra dominada por la presencia de las dos regiones H II existentes en la zona (M42 y M43). Así, puede observarse como el *ridge* molecular denso delimita por el oeste (y de norte a sur) a M42, mientras que por el este la región H II más extensa se encuentra confinada por la emisión del filamento NF1. Esta estructura se encuentra asociada con lo que en la imagen óptica se conoce como “vereda oscura” (*dark lane*, ver capítulo 2). La imagen óptica de M42 posee un entrante oscuro en su lado este debido a la extinción de la emisión producida por la presencia de material neutro situado entre la misma y el observador. Esta estructura conocida como “bahía oscura” se observa también en la emisión de CN y forma parte de la nube de

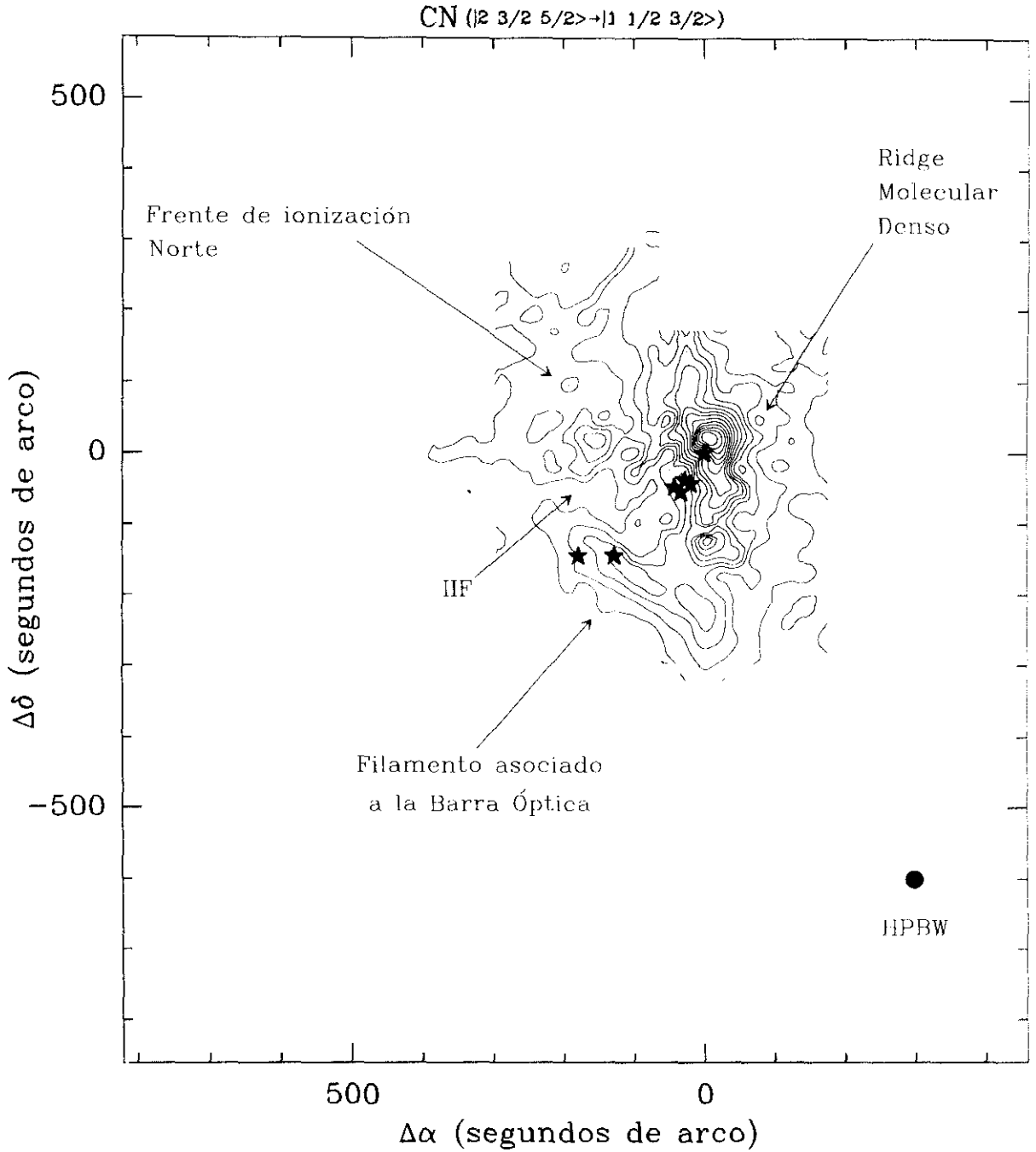


Figura 5.8: Mapa de intensidad integrada de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  del radical CN en la dirección de Orión A. Los intervalos en los ejes son relativos a la posición de IRC2 ( $\alpha(1950) = 5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 47.0^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950) = -5^{\circ} 24' 23.6''$ ) representada en el dibujo por una estrella de color negro. Los puntos muestran las posiciones donde fueron tomados los espectros, y el haz a media potencia del telescopio se representa por el círculo situado en la esquina inferior derecha de la figura. El primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $5 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $5 \text{ K km s}^{-1}$ .

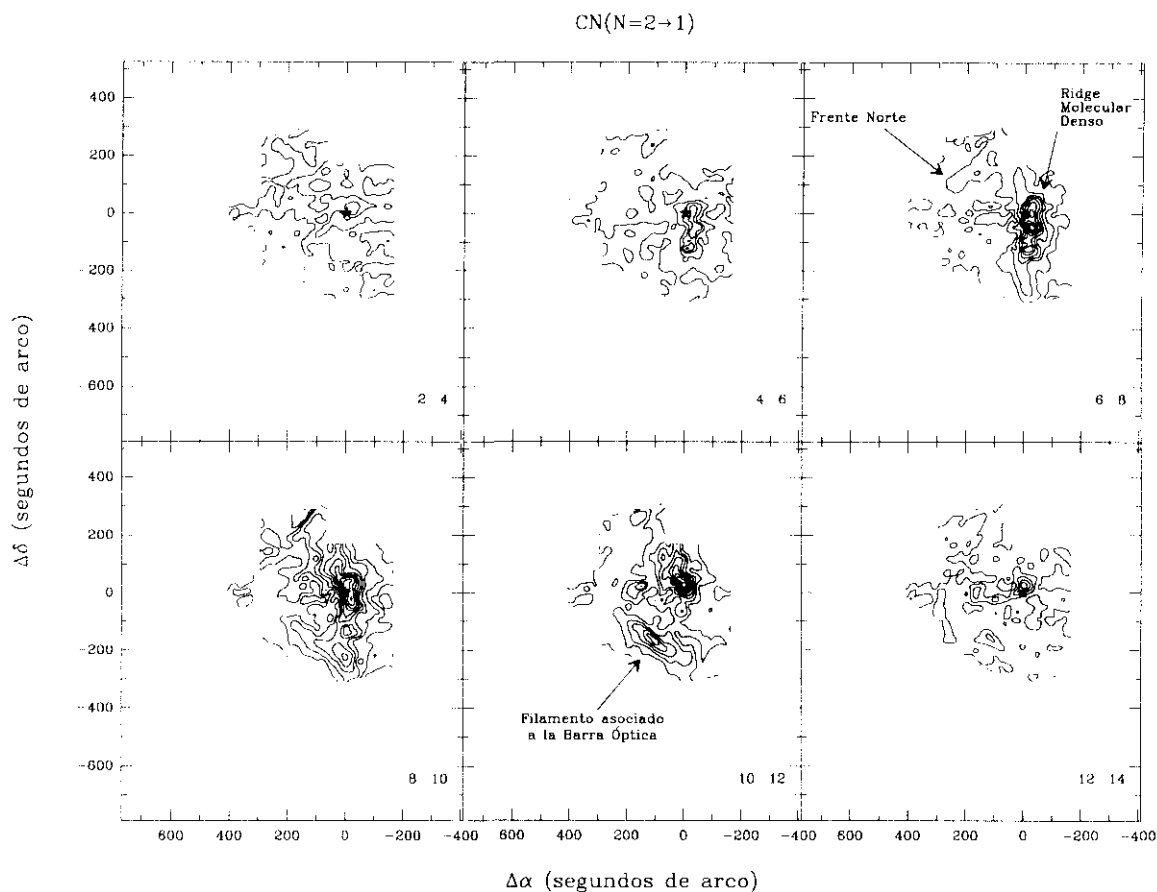


Figura 5.9: Mapas de intensidad integrada por intervalos de velocidades de  $2 \text{ km s}^{-1}$  en la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  del radical CN en la dirección de Orión A. Los intervalos en los ejes son relativos a la posición de IRC2 ( $\alpha(1950)=5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 47.0^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950)=-5^{\circ} 24' 23.6''$ ) representada en el dibujo por una estrella de color negro. Los puntos del panel situado en la esquina superior izquierda muestran las posiciones donde fueron tomados los espectros. El intervalo de velocidades sobre el que se ha integrado la emisión se indica en la esquina inferior derecha de cada panel. El primer nivel corresponde a un valor de la intensidad integrada de  $0.2 \text{ K km s}^{-1}$  siendo la distancia entre niveles de  $2 \text{ K km s}^{-1}$ .

material neutro situada detrás de M42 y que envuelve a una fracción del gas ionizado.

Situado al sureste de la región H II, la emisión óptica de M42 muestra un estrecho y largo filamento muy brillante que se extiende a modo de saliente en dirección sur. Este filamento óptico está claramente relacionado con aquél observado en la emisión radio y que hemos denominado DLS-F. Existe, sin embargo, un intervalo de separación de unos  $100''$  entre las emisiones molecular (radio) e ionizada (óptica) procedentes de esta estructura. Esta situación posiblemente es debida a que la emisión óptica se produce en el borde de la nube más delgado y más cercano a las estrellas (región II II) excitadoras, mientras que la emisión molecular se origina en una zona ligeramente más densa y apantallada de la radiación ionizante. La excitación del material de esta región más protegida podría producirse simplemente por densidad y/o por los fotones reemitidos por el gas del borde sometido más fuertemente a la radiación UV. En el norte de la imagen óptica se encuentra M43. La figura 5.10 muestra como esta región II II se encuentra confinada hacia el este por la emisión de la región norte del *ridge* y por el este por el filamento estrecho que hemos denominado C-F. Entre medias de ambos filamentos no se observa emisión de gas molecular neutro debido a que ha sido destruido por la acción ionizante la región H II.

A diferencia de la emisión de CO estudiada en el capítulo anterior, la emisión de CN no presenta una distribución a gran escala en las velocidades muy elevadas y al igual que ocurre con  $\text{HC}_3\text{N}$  (ver capítulo 3) esta emisión sólo se observa en las cercanías de la fuente IRc2 y está asociada a la componente ancha del *hot core*. En la figura 5.11 se presentan los espectros de las transiciones  $N = 1 \rightarrow 0$  y  $N = 2 \rightarrow 1$  del radical CN en la dirección de la fuente IRc2, en ella se puede observar la existencia de una emisión muy ancha a la que se superpone la de las distintas componentes hiperfinas de la nube ambiente. La componente del *hot core* es puntual en la emisión de CN por lo que la escala de intensidades de la figura 5.11 se encuentra en unidades de temperatura de haz principal ( $T_{mb}$ ). Salvo para la posición de IRc2, no se observa emisión de CN ni por debajo de  $4 \text{ km s}^{-1}$  ni por encima de  $14 \text{ km s}^{-1}$ , ni siquiera en aquellas posiciones en las que la emisión de otras moléculas ha confirmado la existencia de flujos bipolares producidos por objetos jóvenes. Sin embargo, esta última situación cabría esperarse ya que recientemente las observaciones de flujos bipolares han mostrado que CN no es un buen trazador de los mismos (Martín-Pintado *et al.*, 1995). En esta sección vamos a ver como no sólo la morfología sino también la cinemática de la emisión de CN se encuentra regida por la región H II.

La complejidad cinemática de la región cartografiada en CN queda reflejada en las figuras 5.12 y 5.13 en donde se muestran distintos cortes posición velocidad realizados, respectivamente, con Ascensiones Rectas y Declinaciones fijas.

El campo de velocidades a lo largo del *ridge* molecular denso se muestra en los cortes con  $\Delta\alpha = -24''$  y  $\Delta\alpha = 0''$  (ver figura 5.12), en ellos puede observarse como la velocidad central de las líneas se hace más azul en la zona en la que se localiza la región H II decreciendo de  $10$  a  $7 \text{ km s}^{-1}$  a medida que nos movemos de sur a norte para luego volver a crecer hasta  $10 \text{ km s}^{-1}$  en la región situada más al sur. Así mismo, esta figura muestra un ensanchamiento progresivo de las líneas a medida que nos acercamos a la región H II. Ambos efectos, el gradiente de velocidad y la variación de la anchura de las líneas ya han sido mostrados y comentados cuando se trató la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  (ver capítulo 3). Una vez más, la posición relativa del *ridge* con respecto a la región H II es un indicativo de que es el gas ionizado el máximo responsable de la estructura cinemática observada a gran escala en la emisión del gas neutro. La cartografía realizada en la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  de CN es más extensa espacialmente que la de  $\text{HC}_3\text{N}$  presentada en el



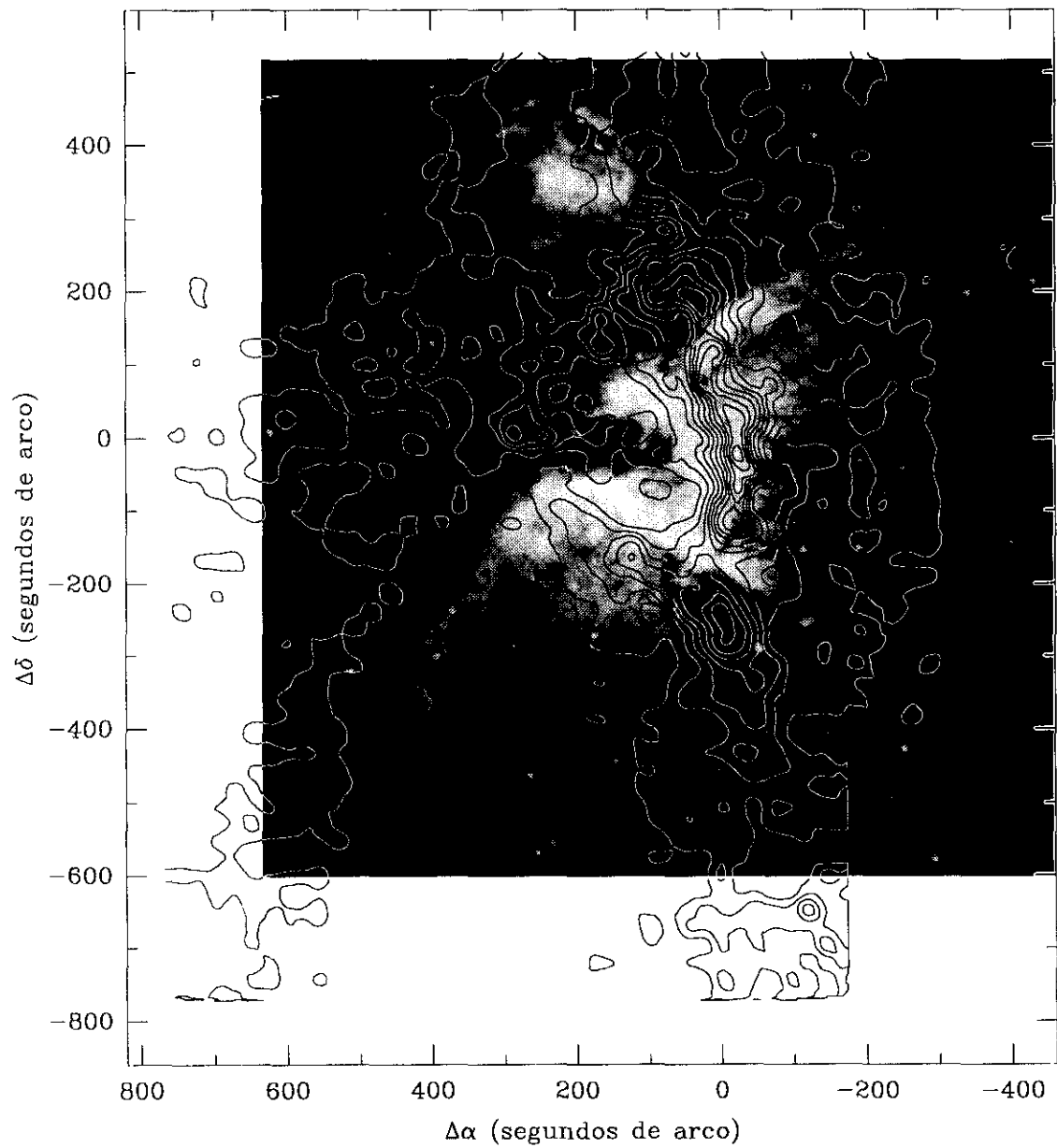


Figura 5.10: Comparación entre las emisiones óptica y radio (intensidad integrada en la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN) en la dirección de Orión A.

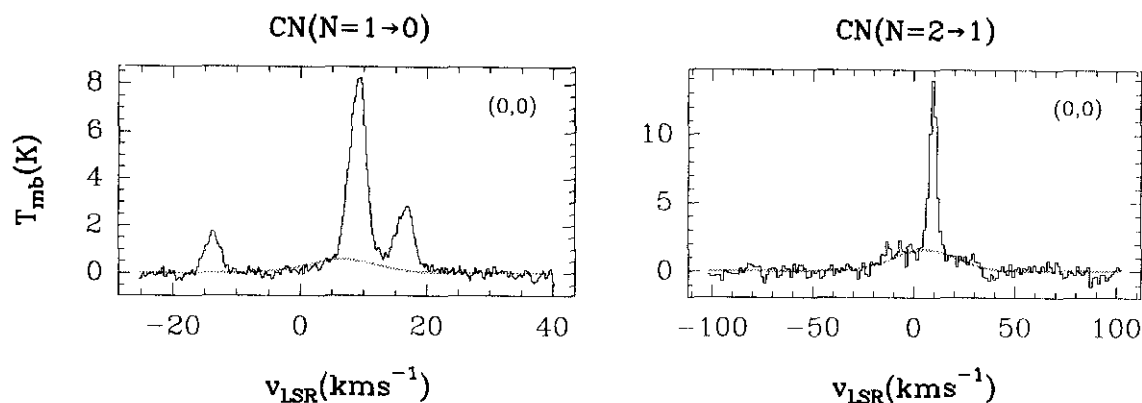


Figura 5.11: Perfil las líneas de la emisión de las transiciones  $N = 1 \rightarrow 0$  y  $N = 2 \rightarrow 1$  del radical CN (paneles izquierdo y derecho respectivamente) en la dirección de la fuente IRc2. Las líneas de trazo sombreado representan el ajuste realizado a la componente del “hot core”.

capítulo 3 por lo que permite ver como es el comportamiento cinemático del gas en posiciones alejadas varios minutos al sur de la región H II. En dichas posiciones puede observarse como la emisión de CN es más débil y las líneas se encuentran centradas a velocidades más azules que las observadas al norte de la región. Esto significa que además de la perturbación introducida por la región H II, que claramente afecta a una región de aproximadamente  $300''$ , existe un gradiente de velocidades a muy gran escala inherente a la propia nube molecular.

Sin embargo, el comportamiento cinemático a gran escala de la región es extremadamente complejo debido a la multitud de estructuras que se observan en la emisión. Así, cortes situados al este del *ridge* que pasan por los frentes de ionización norte y sur (filamento óptico) muestran gradientes de velocidades opuestos entre sí, similares a los descritos en los cortes efectuados en la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  (ver capítulo 3). De esta manera, los cortes realizados según las direcciones definidas por  $\Delta\alpha = 96''$  y  $\Delta\alpha = 192''$  muestran el gas azul del filamento NF1 ( $\Delta\delta > 100''$ ) y el gas rojo del filamento óptico ( $\Delta\delta < 0''$ ). El corte realizado sobre  $\Delta\alpha = 288''$  muestra claramente el gas asociado a la “bahía oscura” ( $\Delta\delta \sim 0''$ ), mientras que el realizado sobre  $\Delta\alpha = 360''$  muestra un gradiente de aproximadamente  $4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  a lo largo del filamento que conecta M 42 con M 43. El campo de velocidades mostrado por el filamento DLS-F se observa en el corte con  $\Delta\alpha = 600''$  en donde se puede ver como la emisión procedente de dicha estructura ( $\Delta\delta < -200''$ ) muestra una componente estrecha centrada aproximadamente a  $7 \text{ km s}^{-1}$  y una componente ancha centrada aproximadamente a  $12.5 \text{ km s}^{-1}$ , pero no se observa ningún tipo de gradiente a lo largo de la misma. Esta ausencia de gradiente puede ser debida a que dicho filamento no está afectado por la onda de choque producida por expansión de la región H II ni por los vientos estelares de objetos jóvenes cercanos que necesariamente preturbarían su estado cinemático. Esta situación indica que la emisión que procede del filamento DLS-F está excitada bien por la propia densidad del mismo, o bien por fotones (absorbidos y posteriormente reemitidos) procedentes de la región H II y/o de objetos jóvenes cercanos.

La cinemática del gas situado al oeste del *ridge* se muestra en los cortes con  $\Delta\alpha = -96''$ ,  $\Delta\alpha = -192''$  y  $\Delta\alpha = -288''$ . El primero de estos tres cortes muestra el efecto producido por la parte más densa de la región H II ya descrito anteriormente al hablar de la emisión del *ridge*. Los dos últimos muestran un desplazamiento sistemático del centro de las líneas hacia valores cada vez más positivos según la posición varía de norte a sur. Muy probablemente este gas se sitúa detrás de la región H II y ha sido afectado por la expansión de la misma.

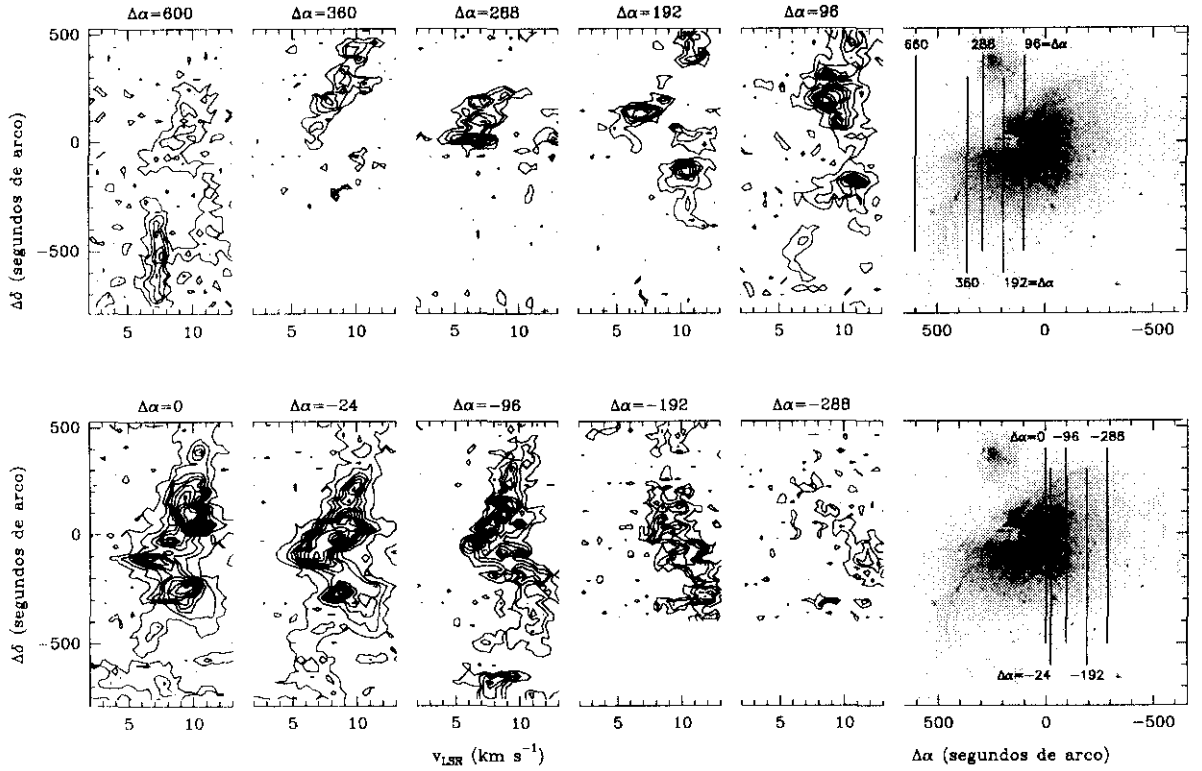


Figura 5.12: Diagramas posición velocidad con Ascensión Recta fija en posiciones seleccionadas en la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  de CN. En los paneles de la derecha las líneas muestran el recorrido de los cortes (líneas verticales) y los “offsets” en Ascensión Recta en donde se realizaron los mismos superpuestos a la emisión óptica de la región H II.

La figura 5.13 muestra distintos cortes posición velocidad realizados con Declinaciones fijas. Los cortes más cercanos a la región H II ( $\Delta\delta = -168$ ,  $\Delta\delta = -96$ ,  $\Delta\delta = 0$  y  $\Delta\delta = 120$ ) muestran los efectos de ésta sobre el gas ambiente evidenciando el doble gradiente en la velocidad central de la línea ya comentado anteriormente. Además, el corte realizado a  $\Delta\delta = 0$  muestra como el gas asociado a la “burbuja” ( $200'' < \Delta\alpha < 0''$ ) tiene velocidades rojas con respecto a los  $8 - 10 \text{ km s}^{-1}$  del ambiente. Los cortes realizados a distancias mayores del núcleo de la región H II ( $\Delta\delta = -408$  y  $\Delta\delta = 408$ ) muestran la existencia de un fuerte gradiente en la dirección norte—sur a lo largo del *ridge* molecular.

En la figura 5.14 se muestra un corte velocidad—posición a lo largo del filamento asociado

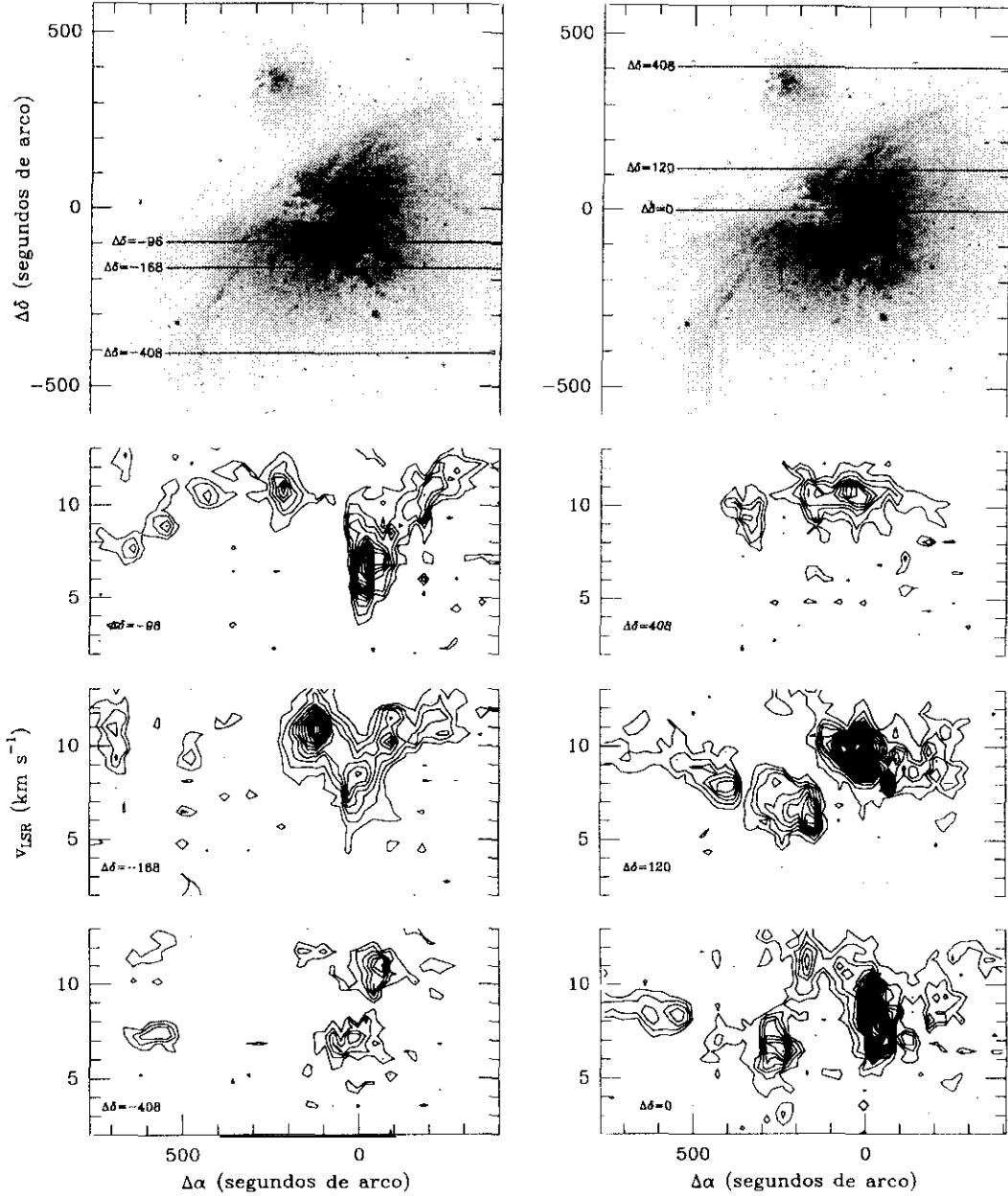


Figura 5.13: Diagramas posición velocidad con Declinación fija en posiciones seleccionadas en la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  de CN. En los paneles superiores las líneas muestran el recorrido de los cortes (líneas horizontales) y los “offsets” en Declinación en donde se realizaron los mismos superpuestos a la emisión óptica de la región IIH.

a la barra óptica. Las posiciones de los extremos de este corte son las correspondientes a la condensación CC7 en el noreste de la estructura (ver capítulo 3), y a la condensación OFC1 situada simultaneamente al suroeste del filamento óptico y sobre el *ridge* molecular denso. El campo de velocidades a lo largo del filamento asociado a la barra óptica muestra un claro gradiente de velocidades del orden de  $9.7 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  de manera que esta estructura es más roja cuanto más nos alejamos de *ridge*. Esta situación indica que el gas molecular que forma el filamento asociado a la barra óptica se encuentra situado detrás de la región H II y está siendo barrido, en sentido opuesto al observador, por los frentes de ionización y/o la expansión de la región H II.

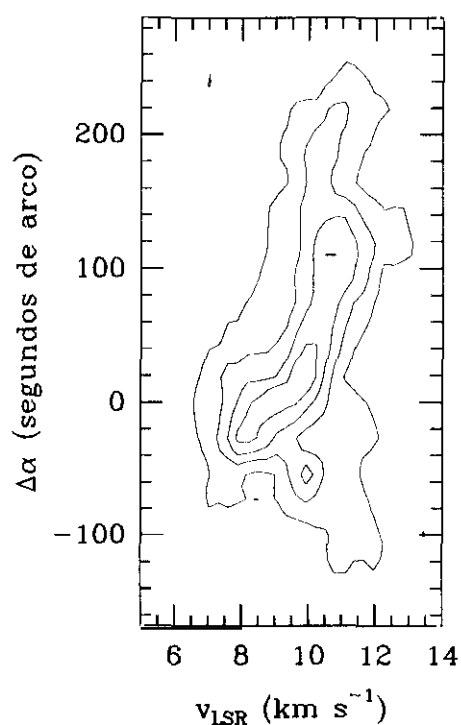


Figura 5.14: Diagrama posición-velocidad a lo largo del filamento asociado a la “barra óptica” en la emisión de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  de CN.

## 5.6 Las condiciones físicas de la región de emisión de CN

Como ya se ha discutido en capítulos anteriores (ver por ejemplo la sección 4.3.3) el estudio de las propiedades físicas del gas que forma parte del medio interestelar requiere el conocimiento de la densidad de partículas ( $n_{\text{H}_2}$ ), la densidad de la columna de la molécula estudiada (en este caso  $N(\text{CN})$ ) y de la temperatura cinética ( $T_K$ ). Una muy buena aproximación al valor de estas magnitudes puede obtenerse si se realizan observaciones en dos transiciones distintas de la molécula y se estima el valor para una de las variables a través de otras observaciones.

El cálculo de las condiciones físicas de la emisión de CN se ha realizado combinando los parámetros observacionales obtenidos en las transiciones  $N = 2 \rightarrow 1$  y  $N = 1 \rightarrow 0$  sobre todo el mapa donde se han observado ambas transiciones. Los resultados para posiciones seleccionadas se muestran en la tabla 5.1. Para realizar estas estimaciones se ha degradado la resolución espacial del mapa de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  con el fin de hacerla equivalente a la de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$ .

En la sección 4.3.3 se mostró, para el caso ópticamente delgado, como el cociente entre las opacidades de dos transiciones de una molécula lineal con números cuánticos rotacionales consecutivos (esto es, con temperaturas de excitación similares) es función (creciente) exclusivamente de la temperatura de excitación.

CN es una molécula en la que los niveles superiores que unen las dos primeras transiciones poseen una temperatura de excitación muy baja (5 y 11 K respectivamente) así pues, es de esperar que si la temperatura cinética de la región estudiada es lo suficientemente alta, la intensidad de dichas transiciones se deba principalmente a la densidad. En efecto, en la figura 5.15 se representa la relación existente entre la temperatura de excitación de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  con la temperatura cinética y la densidad de partículas de la región. En ella puede observarse como fijada la densidad, la temperatura de excitación no cambia esencialmente al variar la temperatura cinética. Por tanto, la temperatura de excitación, o lo que es lo mismo, la excitación de la transición se produce básicamente por la variación (aumento) de la densidad del medio.

La figura 5.16 representa la variación del cociente  $T_a^*(N = 2 \rightarrow 1)/T_a^*(N = 1 \rightarrow 0)$  en función de la densidad de partículas ( $n_{H_2}$ ). Esta figura muestra como dicho cociente aumenta al aumentar la densidad, alcanzándose el valor máximo de 6 asintóticamente. Como veremos seguidamente, las razones típicas de la región que estamos estudiando se encuentran entre 1 y 4 que se corresponden con valores de la densidad comprendidos entre  $3 \times 10^5$  y  $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

En la figura 5.17 se muestra un mapa en el que se representa el resultado del cociente entre las intensidades las líneas  $N = 2 \rightarrow 1$  y  $N = 1 \rightarrow 0$  integradas entre 0 y  $14 \text{ km s}^{-1}$ . Dicha cartografía muestra un aumento espectacular de la razón  $T_a^*(N = 2 \rightarrow 1)/T_a^*(N = 1 \rightarrow 0)$  en la dirección de la burbuja limitada por el IIF alcanzándose los valores máximos de este cociente, del orden de 4, en el interior de la misma, mientras que en la región del *ridge* molecular se obtienen valores de dicha razón del orden de 1.5. Así mismo puede observarse un aumento de la razón anteriormente mencionada en la dirección de la región limitada por el filamento C-F y la parte norte del *ridge* molecular. Dicha región se corresponde con el “agujero” en la emisión de CN ( $N = 1 \rightarrow 0$ ) ocupado por M43. Tal y como se ha comentado en párrafos anteriores el aumento de la razón entre las intensidades de las líneas se corresponde con un aumento de la densidad de partículas, y por tanto las dos “burbujas” asociadas a M42 y a M43 en las que se observa una disminución de la intensidad de la línea de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  son las regiones de mayor densidad de la zona.

En efecto, en la tabla 5.2 se muestra el resultado del análisis por medio del método LVG de la excitación y la transferencia de la radiación por CN. Los cálculos se han realizado suponiendo un valor de la temperatura cinética de 80 K excepto para la componente del *hot core* para la que se ha supuesto un valor de 110 K (ver capítulo 3) y para las posiciones situadas en el interior del IIF y de M43 para las que se ha adoptado una temperatura de 100 K ya que estas regiones deben ser más calientes debido a que están afectadas más directamente por la radiación de las estrellas ionizantes. Por encima de 30 K cambios en la temperatura cinética ( $T_k$ ) no afectan

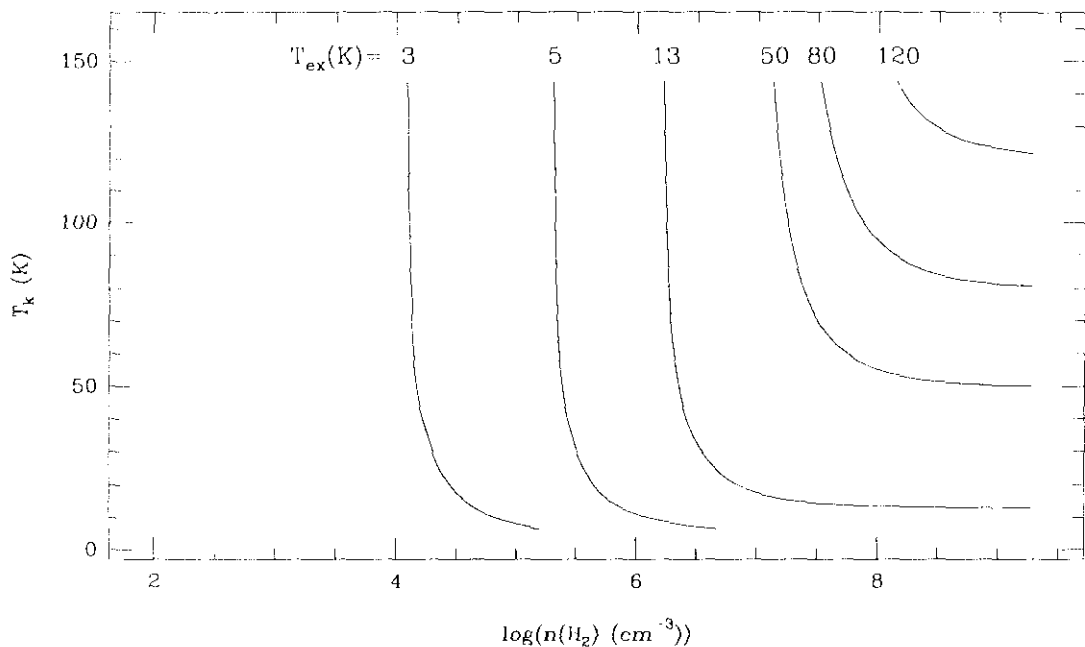


Figura 5.15: La temperatura de excitación de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  de CN en función de la temperatura cinética y de la densidad de partículas.

apreciablemente ni a la densidad de partículas ( $n_{\text{H}_2}$ ), ni a la densidad de la columna. Así mismo, se ha determinado la densidad de la columna de  $\text{H}_2$  a partir de las densidades de partículas y de los tamaños de las condensaciones excepto para la estructura rodeada por el IIF, o “burbuja”, para la que se han utilizado los valores de la densidad de partículas determinados a partir de las observaciones realizadas en otras moléculas ya que existe una gran incertidumbre para determinar el espesor de la capa de material de la que proviene la emisión del CN.

Los valores de las densidades de partículas encontrados para CN son elevados en comparación con los observados en  $\text{HC}_3\text{N}$  y varían desde  $\sim 10^5$  para los filamentos DLS-F, C-F y las regiones más débiles del filamento asociado a la barra óptica y del filamento NF1 hasta  $\sim 10^6$  para la región más densa del *ridge* molecular (en las cercanías de IRC2), la zona asociada a la emisión de M43 y el interior de la región denominada “burbuja”. Los resultados mostrados por la tabla 5.2 indican que la envoltura de esta última región (el IIF) está formada por material muy denso ( $\sim 4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) y caliente ( $\sim 80 \text{ K}$ ). Sin embargo, la parte de la misma que define el borde norte de la región H II es menos densa ( $\sim 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ), quizá porque inicialmente la nube fuera más delgada y la región H II ha evolucionado más rápidamente en dicha dirección.

### 5.6.1 Interfases de interacción entre las regiones H II y la nube ambiente

Una inspección de los valores obtenidos para la densidad de partículas (ver tabla 5.2) muestra como, sorprendentemente, las zonas más densas de la región cartografiada se sitúa sobre po-

Estructura	Posición	$v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$T_a^*(1 \rightarrow 0)$ (K)	$T_a^*(2 \rightarrow 1)$ (K)
<i>Hot core</i>	(0,0)	6.50 (0.0) <sup>a</sup>	12.89 (1.73)	0.56 (0.16) <sup>b</sup>	1.54 (0.45) <sup>b</sup>
S 6	(−12,−120)	6.85 (0.05)	2.98 (0.12)	7.08 (0.30)	4.95 (0.12)
<i>Ridge</i> molecular denso	(48,192)	9.55 (0.05)	2.09 (0.14)	10.9 (0.46)	
	(24,72)	9.97 (0.03)	1.59 (0.08)	18.2 (0.43)	9.43 (0.32)
	(−24,24)	9.97 (0.15)	2.30 (0.34)	8.75 (0.30)	8.10 (0.85)
		7.70 (0.16)	1.77 (0.28)	6.62 (0.30)	
	(−24,−24)	8.60 (0.06)	1.87 (0.16)	12.9 (0.46)	9.32 (0.89)
Barra óptica	OFC 1	9.22 (0.05)	2.73 (0.13)	8.59 (0.84)	5.33 (0.10)
	OFC 2	10.4 (0.05)	2.56 (0.15)	4.84 (0.36)	4.13 (0.17)
	Norte	10.4 (0.04)	1.97 (0.09)	2.54 (0.18)	2.63 (0.08)
CC 7	(288,−84)	11.1 (0.06)	1.92 (0.16)	1.92 (0.15)	1.48 (0.06)
Bahía oscura	(288,0)	6.58 (0.07)	2.62 (0.18)	3.35 (0.29)	1.37 (0.22)
Filamento NF 1	(264,96)	6.77 (0.07)	2.42 (0.16)	3.25 (0.30)	1.39 (0.11)
	(216,120)	6.62 (0.07)	2.04 (0.16)	3.32 (0.36)	1.69 (0.09)
	(168,120)	6.62 (0.05)	2.19 (0.11)	4.39 (0.39)	1.41 (0.17)
Interior burbuja	(144,−48)	10.0 (0.31)	6.35 (0.76)	0.39 (0.10)	0.82 (0.13)
	(96,−96)	9.47 (0.22)	5.43 (0.58)	0.40 (0.09)	0.75 (0.12)
	(48,−96)	8.68 (0.07)	3.54 (0.14)	1.08 (0.12)	1.26 (0.12)
	(144,−96)	10.2 (0.15)	3.05 (0.39)	< 0.6	1.37 (0.10)
	(72,−96)	9.36 (0.28)	3.43 (0.61)	< 0.6	1.69 (0.08)
	(120,0)	11.4 (0.16)	1.22 (0.35)	1.10 (0.22)	< 1.20
M 43	(214,240)	10.4 (0.28)	2.54 (0.70)	< 0.39	0.93 (0.19)
C−F	(336,405)	9.49 (0.05)	2.06 (0.14)	2.07 (0.16)	1.02 (0.07)
DLS−F		7.37 (0.01)	1.00 (0.02)	1.61 (0.03)	0.41 (0.06)
		11.7 (0.05)	2.62 (0.22)	0.23 (0.03)	0.22 (0.06)

<sup>a</sup>Se ha fijado la velocidad debido a la contaminación producida por las componentes hiperfinas

<sup>b</sup>Las intensidades de las líneas para el *hot core* están expresadas en unidades de temperatura de haz principal al ser ésta una fuente puntual en las frecuencias de las transiciones especificadas en la tabla

Tabla 5.1: *Parámetros observacionales de la emisión de CN.*



Estructura	Posición	$T_k$ (K)	$N(\text{CN})$ ( $\times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ )	$n_{\text{H}_2}$ ( $\times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ )	$N(\text{H}_2)$ ( $\times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ )	$\chi(\text{CN})$ ( $\times 10^{-9}$ )
<i>Hot core</i>	(0,0)	110	0.97	1.91	1.43 <sup>a</sup>	0.68
S 6	(-12,-120)	80	3.58	0.43	3.22	1.11
<i>Ridge</i> molecular denso	(24,72)	80	7.26	0.45	3.34	2.17
	(-24,24)	80	5.39	1.04	7.73	0.69
	(-24,-24)	80	6.56	0.49	3.70	1.77
Barra óptica	OFC 1	80	6.11	0.17	1.04	5.87
	OFC 2	80	2.03	0.42	2.49	0.81
	Norte	80	0.62	0.65		
CC 7	(288,-84)	80	0.50	0.59	3.48	0.14
Bahía oscura	(288,0)	80	1.89	0.14	0.47	3.99
Filamento NF 1	(264,96)	80	1.33	0.21	1.13	1.17
	(216,120)	80	0.99	0.42	2.19	0.45
	(168,120)	80	1.90	0.17	0.92	2.06
Interior burbuja	(144,-48)	100	0.28	0.73	0.05 <sup>b</sup>	5.37
	(96,-96)	100	0.25	0.90	0.05 <sup>b</sup>	5.07
	(48,-96)	100	0.43	1.10	0.12 <sup>b</sup>	3.71
	(144,-96)	80	0.15	1.20	0.07 <sup>c</sup>	2.14
	(72,-96)	80	0.17	1.80	0.07 <sup>c</sup>	2.42
	(120,0)	80	0.20	0.23	0.07 <sup>c</sup>	2.86
M 43	(214,240)	100	0.13	1.46	0.07 <sup>d</sup>	1.85
C-F	(336,405)	80	0.73	0.17	0.63	1.16
DLS-F ( $7 \text{ km s}^{-1}$ )		80	0.39	0.09	0.27	1.94
DLS-F ( $12 \text{ km s}^{-1}$ )		80	0.09	0.26		

<sup>a</sup>Se ha utilizado un tamaño de  $10''$

<sup>b</sup>Resultado obtenido a partir de las observaciones de CO y  $^{13}\text{CO}$

<sup>c</sup>Valor promedio para el interior de esta estructura obtenido en otras posiciones de la misma

<sup>d</sup>Valor promedio utilizado en el interior de M 42

Tabla 5.2: Parámetros físicos de la emisión de CN.

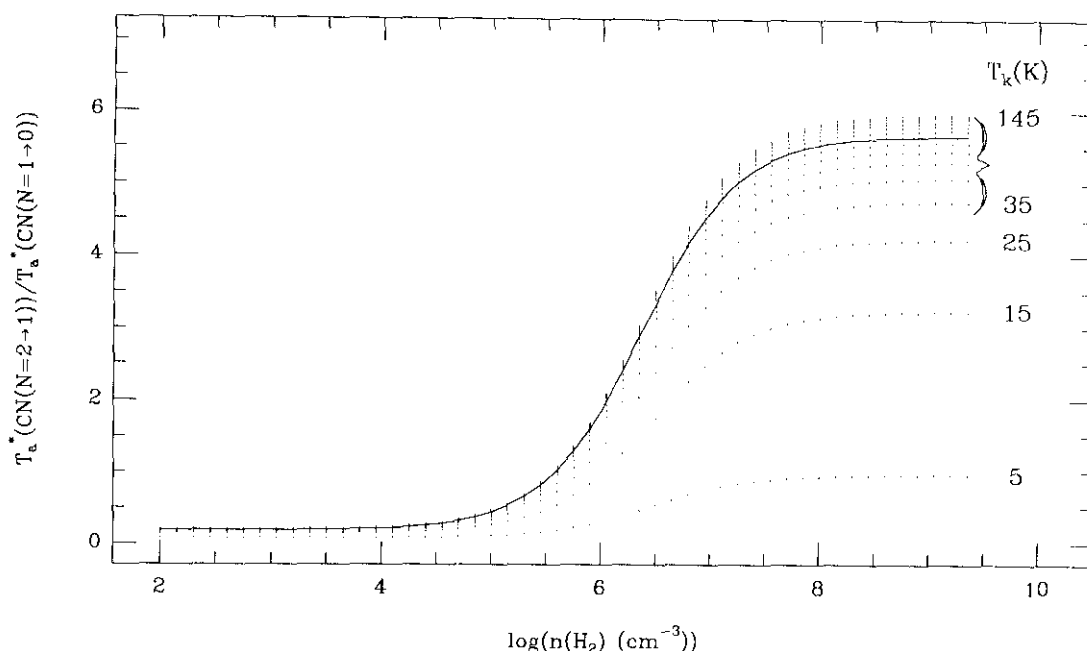


Figura 5.16: Variación de la razón entre las intensidades de las transiciones  $N = 2 \rightarrow 1$  y  $N = 1 \rightarrow 0$  frente a la densidad de partículas. El cálculo se ha realizado mediante una aproximación LVG considerando un valor constante de la densidad de columna para CN del orden de  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Las distintas curvas representan los resultados para valores de la temperatura cinética que oscilan entre 5 y 145 K, siendo la curva de trazo continuo aquella que corresponde a un valor de la temperatura cinética de 85 K.

siciones en las que la intensidad de la línea de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  es más débil. Estas posiciones están situadas aproximadamente en la dirección de las regiones más intensas de la emisión “libre-libre” de M42 y M43, donde en promedio se obtiene una densidad total de partículas de  $2.95 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Existe por tanto, una importante correlación entre la zona de alta densidad total de partículas y las zonas donde el impacto de la radiación UV procedente de las de las regiones H II es más intenso.

Esta situación queda reflejada en la figura 5.18 en donde se representa el cociente entre las intensidades las trasiciones  $N = 2 \rightarrow 1$  y  $N = 1 \rightarrow 0$  de CN junto a los contornos de la emisión de la transición  $v = 6 \rightarrow 4 Q(1)$  de la molécula de  $\text{H}_2$ . La emisión en el infrarojo del hidrógeno molecular se produce como resultado de la excitación producida por los fotones UV originados por estrellas jóvenes de tipo OB y como resultado del calentamiento del gas molecular por choques. Es por tanto un excelente trazador de regiones en las que se producen fenómenos muy energéticos (Shull & Beckwith, 1982; Beckwith *et al.*, 1983; Hayashi *et al.*, 1985; Sellgren, 1986; Gatley *et al.*, 1987b). Así ocurre en M42 donde el máximo para la transición anteriormente mencionada se observa en las cercanías de las estrellas del Trapecio donde es de esperar el máximo flujo de fotones UV. Además, la estructura mostrada por la emisión del hidrógeno molecular

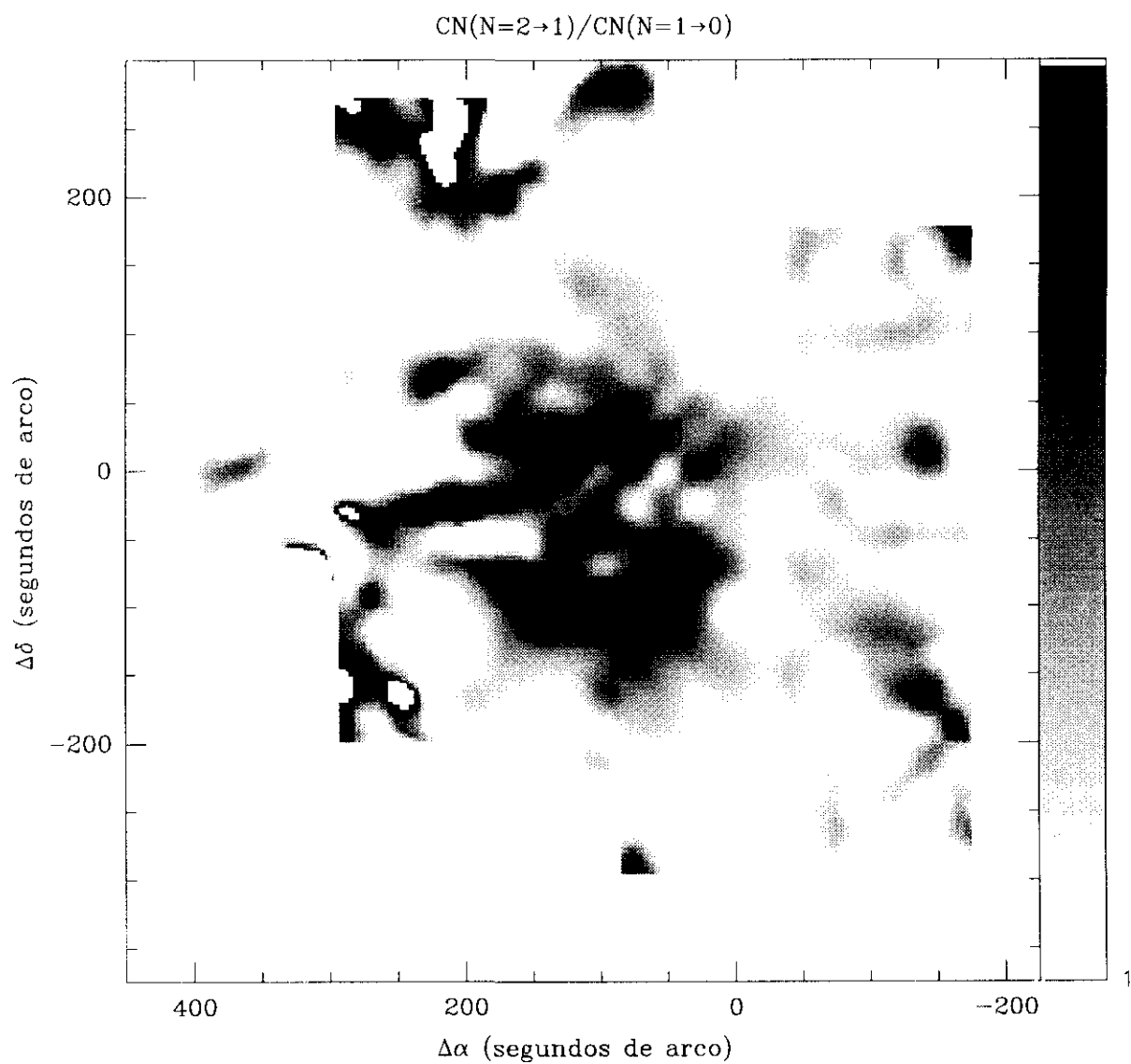


Figura 5.17: Cartografía de la razón  $N = 2 \rightarrow 1/N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN. Los colores más oscuros se corresponden con valores más elevados del cociente entre las dos transiciones.

coincide espacialmente con la burbuja de alta densidad cartografiada por la razón entre las dos transiciones observadas de CN.

La coincidencia espacial entre la zona de más alta densidad con la región en donde impacta un mayor número de fotones UV, en principio, sería contradictorio si se tiene en cuenta que sobre dichas posiciones es donde los efectos erosivos de las regiones H II son más notables y por tanto donde se produce una mayor destrucción del material ambiente. Sin embargo, también sobre estas posiciones es donde se produce la compresión de la nube ambiente debida a la expansión de la región H II y por tanto, donde cabe esperar un aumento de la densidad en el medio. Dicha compresión no sólo se produce sobre el material que confina a la “burbuja” de gas ionizado por detrás y por delante de la misma, sino también sobre aquél que produce el confinamiento por los límites laterales (con respecto a la dirección de la línea de mira). Sin embargo, estas delgadas paredes son pequeñas comparadas con el tamaño del haz y por tanto cualquier medida de la densidad sobre las mismas es el resultado del promedio entre el material que las forma con el material de la propia “burbuja” por un lado, y ambiente por otro. Así, el valor medido de la densidad sobre estas estructuras limítrofes a las regiones H II debe ser inferior al que se encuentra en el interior de las mismas. Así ocurre para las regiones H II M 42 y M 43. La primera de ellas está limitada por el IIF con una densidad media del orden de  $4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y la segunda se encuentra confinada por la parte norte de *ridge* y por el filamento C–F con una densidad media de  $3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , frente los valores promedios del interior de las mismas de  $2.95 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  y  $1.46 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  para cada una de ellas respectivamente.

Otro aspecto importante puesto en evidencia por los datos presentados en este trabajo es que CN es una molécula muy resistente capaz de “sobrevivir” a los intensos campos de radiación UV existentes en las cercanías de las regiones H II, como prueba el hecho de que este radical se observe a gran escala en las cercanías de las regiones H II M 42 y M 43. Pero además, CN es también resistente a la compresión del gas ambiente producida por la expansión de la región H II. Así lo demuestran los valores obtenidos para la abundancia de esta molécula (columna 7 de la tabla 5.2) para las estructuras que limitan ambas regiones H II, en los que se obtiene una abundancia media del orden de  $2.4 \times 10^{-9}$  similar a los observados en otras regiones como veremos en la siguiente sección.

En resumen, las observaciones de CN sobre M 42 y M 43 muestran como esta molécula es un importante trazador de regiones de alta densidad en zonas sometidas a un intenso campo UV ya que es muy resistente al mismo, y a su vez es bastante sensible a los cambios de la densidad existentes en este tipo de regiones.

## 5.7 La distribución de abundancias de CN

Mediante el cociente entre los valores de la densidad de la columna de CN y de la densidad de la columna de  $\text{H}_2$  hemos determinado como se distribuye el valor de la abundancia de CN ( $\chi(\text{CN})$ , ver tabla 5.2). Dicho valor permanece prácticamente constante ( $\sim 10^{-9}$ ) a lo largo del *ridge* molecular. Sin embargo, existe un gradiente claro de la abundancia de CN a lo largo del filamento asociado a la “barra óptica” encontrándose el valor más pequeño ( $\sim 1 \times 10^{-10}$ ) en su extremo noreste (condensación CC7 en la nomenclatura utilizada para la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$ ) y aumentando este valor hasta los típicos observados en el *ridge* molecular en su extremo suroeste.

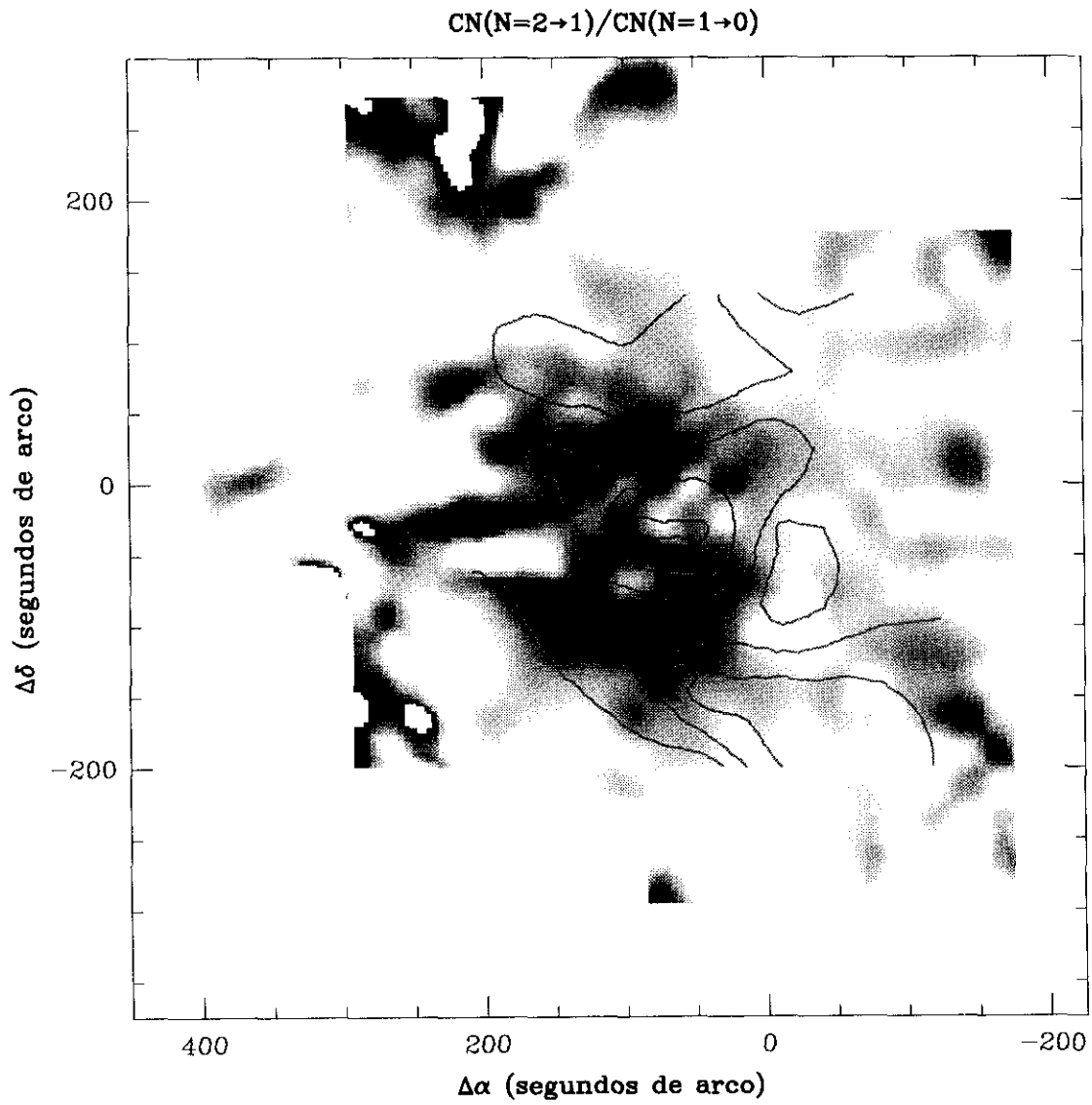


Figura 5.18: Distribución espacial de la razón  $N = 2 \rightarrow 1/N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN (niveles de grises) y de la emisión de la transición  $v = 6 \rightarrow 4 Q(1)$  del  $\text{H}_2$  (curvas de nivel, Luhman et al., 1994).

justamente en la posición en la que se juntan el filamento y el *ridge*.

El frente de ionización norte, la condensación asociada a la “bahía oscura” (*dark bay*) y los filamentos sur (DLS-F) y el que conecta M42 con M43 (C-F), presentan abundancias del orden de  $10^{-9}$ , similares a las observadas en las otras posiciones.

## 5.8 La relación entre HC<sub>3</sub>N y CN

En la figura 5.19 se presentan simultáneamente los mapas de las transiciones rotacionales  $J = 12 \rightarrow 11$  de HC<sub>3</sub>N y  $N = 1 \rightarrow 0$  de CN realizados sobre la misma región del cielo y a la misma escala. Dicha figura muestra claramente las diferentes distribuciones espaciales de ambas moléculas. Mientras que HC<sub>3</sub>N se extiende preferentemente a lo largo de la región ocupada por el *ridge* denso y al oeste del mismo no observándose emisión de esta molécula en las zonas ocupadas por las regiones H II, la emisión de CN limita las regiones en las que el campo de fotones UV es más intenso además de mostrar claramente la región de alta densidad cartografiada por HC<sub>3</sub>N. La diferencia entre ambas distribuciones sugiere distintos procesos de formación para cada una de estas moléculas, así como una desigual resistencia a la radiación UV. En las siguientes secciones se presentan los modelos que tratan de explicar la química de ambos compuestos así como un estudio de la relación entre abundancias de los mismos.

### 5.8.1 La química del CN interestelar

Debido a la baja densidad del medio interestelar sólo los encuentros entre dos partículas son lo suficientemente probables como para que se produzcan moléculas complejas en la fase gaseosa. Las reacciones entre especies neutras no son de primordial importancia ya que la mayoría de ellas necesitan energía de activación por lo que no pueden llevarse a cabo a la temperatura típica de las nubes densas (10 K, Kaufman, 1969). Sin embargo, la asociación radiativa entre iones y especies neutras o electrones es posible si el producto resultante puede radiar el exceso de energía.

CN es una molécula con un comportamiento químico complejo. Turner y Gammon (1975) observaron CN sobre un conjunto de regiones calientes (es decir, regiones en las que se encuentran complejos de estrellas OB y/o están calentadas por una región H II), encontrando una abundancia para esta molécula del orden de  $10^{-9}$ . Allen y Knapp (1978) estudiaron la razón CN/CO en una muestra de nubes oscuras, nubes calientes y nubes difusas obteniendo que para nubes oscuras la razón CN/CO varía de una nube a otra entre objetos aparentemente similares. Esta variación la explicaban considerando que la química de CN era dependiente del tiempo.

CN puede formarse vía reacciones en la fase gaseosa o bien sobre la superficie de los granos del polvo interestelar. En las nubes con baja extinción ( $\lesssim 3$  mag) CN se forma principalmente mediante reacciones de intercambio en la fase gaseosa en las que interviene el N y el C<sup>+</sup> destruyendo CH, CH<sup>+</sup>, NH u OH para producir CO, CN, CS, etc. CH<sup>+</sup> se forma inicialmente por asociación radiativa y CH en la superficie de los granos de polvo mediante reacciones ion-molécula. En nubes con  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , todos los modelos de fase gaseosa predicen que la formación de CN se realiza vía la reacción



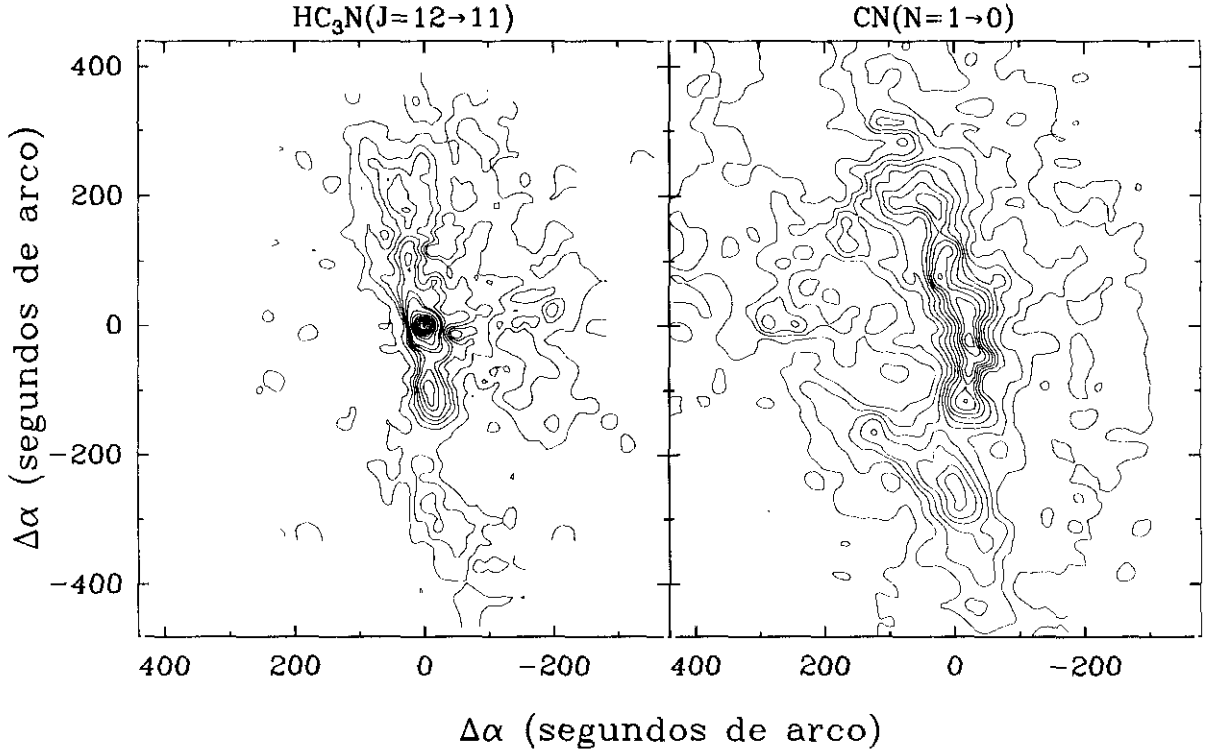
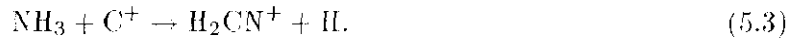


Figura 5.19: Comparación entre las distribuciones espaciales de las emisiones del  $\text{HC}_3\text{N}$  (panel de la izquierda) y del  $\text{CN}$  (panel de la derecha).

y la destrucción es vía las reacciones con los iones  $\text{He}^+$ ,  $\text{H}_3^+$  y quizás  $\text{H}^+$ . Iglesias (1977) sugirió que



es el principal camino de destrucción en nubes densas ( $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) por tanto la abundancia de  $\text{CN}$  decrecerá con la edad de la nube (o lo que es lo mismo, con la densidad si se supone que la nube se está contrayendo) aproximadamente como  $[\text{CN}]/[n_{\text{H}_2}] \sim n_{\text{H}_2}^{-1}$ , incluso si la condensación en granos no fuese tomada en cuenta. La recombinación de  $\text{H}_2\text{CN}^+$  es también un proceso de formación de  $\text{HCN}$  y  $\text{HNC}$ . Herbst & Klemperer (1973) propusieron que  $\text{NH}_3$  sería el precursor de  $\text{H}_2\text{CN}^+$ , y por tanto de  $\text{CN}$ ,  $\text{HCN}$  y  $\text{HNC}$ , mediante la reacción

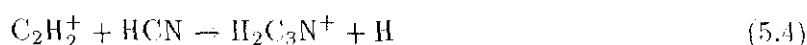


Por otra parte, en las regiones expuestas a un intenso campo de fotones UV, además de estas vías de formación ha de considerarse que  $\text{CN}$  es también producto de la disociación de  $\text{HCN}$  (Huggins & Glassgold, 1982). Este hecho podría contribuir a que la abundancia de  $\text{CN}$  en nubes asociadas a regiones III y en nebulosas protoplanetarias fuese alta comparada con otras moléculas como

$\text{HCO}^+$  y  $\text{HCN}$  que no sobreviven en campos UV intensos, e incluso con CS que tiene un ritmo de fotodisociación menor (Churchwell, 1980; Thronson & Bally, 1986). Esto también podría explicar la falta de correlación existente entre  $\text{HCN}$  y  $\text{CN}$  a pesar de tener el mismo precursor. Thurner & Thaddeus (1977) estudiaron una extensa muestra de regiones de formación estelar y obtuvieron que la correlación entre  $\text{CN}$  y  $\text{HCN}$  es muy pobre en estas regiones, siendo incluso mejor la correlación existente entre CS y  $\text{HCN}$ .  $\text{CN}$  es más resistente a la radiación UV que CS (Fuente *et al.*, 1993) por lo que se revela como una de las moléculas más interesantes para estudiar los bordes de las nubes sometidos a la influencia de la radiación UV generada en regiones II.

### 5.8.2 La química del $\text{HC}_3\text{N}$

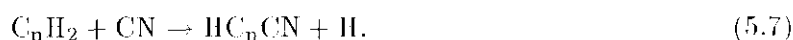
Los procesos de formación en el medio interestelar de los cianopoliinos ( $\text{HC}_{2k+1}\text{N}$ ,  $k = 0, 1, 2, 3 \dots$ ) no se conocen con exactitud. En las nubes oscuras hay una importante discusión sobre si estos compuestos se producen mediante mecanismos de formación en la fase gaseosa (Winniewisser & Walmsley, 1979; Schiff & Bohme, 1979; Mitchel *et al.*, 1979; Walmsley *et al.*, 1980). Un gran número de investigadores han sugerido que las reacciones ion-molécula pueden jugar un importante papel en la síntesis de cianopoliinos en la fase gaseosa. Huntress (1977) y Churchwell *et al.* (1978) propusieron la secuencia de reacciones:



como primer paso de la cadena de formación de los cianopoliinos. Sin embargo, las medidas en el laboratorio mostraron que las reacciones de este tipo no pueden producir al siguiente miembro de la cadena,  $\text{HC}_5\text{N}$ . Los siguientes modelos que se propusieron atribuyeron una sobreabundancia de cianopoliinos a una sobreabundancia de acetileno ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ). Así, Mitchell, *et al.* (1979) propusieron reacciones entre el acetileno neutro y formas ionizadas de la cadena que la permitieran crecer. Estas formas ionizadas de los cianopoliinos se convertirían en neutras a través de rápidos procesos de recombinación. Walmsley *et al.* (1980) discutieron un esquema similar y así mismo lo hicieron Schiff & Bohme (1979). Estos tres esquemas requieren una gran abundancia fraccional de acetileno (del orden de  $10^{-6}$ ) una predicción que todavía no ha sido probada debido a la dificultad de medir la radiación de esta molécula ya que carece de momento dipolar. Posteriormente, Freeman & Millar (1983) han propuesto que las cadenas carbonadas se construyen a través de reacciones en las que interviene el  $\text{C}^+$  y cuyo resultado son iones que al reaccionar con el nitrógeno atómico generan los cianopoliinos. Más recientemente, Herbst & Leung (1990) incluyeron la siguiente reacción entre compuestos neutros en adición las reacciones ion-molécula a los modelos de formación existentes hasta la época:



o en general,





Estas reacciones son muy rápidas ( $k=2.2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ) en los experimentos de laboratorio (Lichtin & Lin, 1986). Aunque el ritmo de la reacción parece aumentar cuando la temperatura decrece dentro del rango entre 300 y 700 K (Lichtin & Lin, 1986), todavía se desconoce si estas reacciones no poseen energía de activación a más bajas temperaturas y por tanto se seguirían dando muy rápidamente bajo las condiciones físicas de las nubes oscuras.

Las reacciones 5.6 y 5.7 requieren la presencia de  $\text{CN}$  para que se produzca la formación de  $\text{HC}_3\text{N}$ . Si bien este mecanismo sería capaz de funcionar sobre el gas ambiente asociado a regiones HII, ya que tal y como se ha mostrado en anteriores secciones dicha molécula es lo suficientemente abundante en este tipo de regiones, no sería capaz de explicar la extraordinaria sobreabundancia de  $\text{HC}_3\text{N}$  observada sobre regiones tales como el *hot core* asociado a IRC2 en Orión donde esta molécula es más de  $10^3$  veces abundante que  $\text{CN}$  y cuya presencia como veremos sólo puede explicarse a través de mecanismos de evaporación de los granos de polvo.

De la misma manera que la cadena de síntesis, la destrucción de cianopoliinos se puede llevar a cabo tanto a través de reacciones en la fase gaseosa como en procesos sobre la superficie de los granos. Los estudios teóricos y los resultados del laboratorio indican que las reacciones en la fase gaseosa del  $\text{HC}_3\text{N}$  (y en consecuencia, presumiblemente, de cadenas más largas) llevan predominantemente al reciclaje de las cadenas y no a su destrucción neta. Por otra parte, los encuentros con los granos llevan a la condensación sobre éstos de las cadenas lo que trae consigo una disminución de su abundancia en la fase gaseosa.

### 5.8.3 La razón $\text{HC}_3\text{N}/\text{CN}$ como trazadora de regiones de fotodisociación y de “hot cores”

La distribución irregular del  $\text{HC}_3\text{N}$  sobre Orión A indica la presencia de distintas subregiones en la que los procesos químicos que tienen lugar son muy diferentes. La figura 5.20 muestra la distribución espacial de la razón existente entre las emisiones de la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  de  $\text{HC}_3\text{N}$  integrada a lo largo de toda línea y de la componente hiperfina más intensa de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  de  $\text{CN}$  sobre la región de aproximadamente  $14' \times 16'$  de tamaño centrada en IRC2 en la que se disponen observaciones de  $\text{HC}_3\text{N}$  en la transición rotacional  $J = 12 \rightarrow 11$  (ver capítulo 3). Dicho cociente es proporcional a la razón entre las abundancias de ambas moléculas y por tanto muestra las particularidades de la química de la región. En la tabla 5.3 se presentan los valores de la razón  $\chi(\text{CN})/\chi(\text{HC}_3\text{N})$  para las estructuras más significativas de la nube molecular asociada a M42 y M43.

En la figura 5.20, los niveles que representan la distribución espacial del cociente entre las abundancias moleculares de  $\text{HC}_3\text{N}$  y  $\text{CN}$  toman valores superiores a la unidad únicamente en la posición del *hot core* lo que indica que dicha componente presenta una gran abundancia de moléculas de  $\text{HC}_3\text{N}$  frente a las de  $\text{CN}$ . Esta situación queda reflejada en la tabla 5.3 en la que puede observarse como para el *hot core* la abundancia de  $\text{HC}_3\text{N}$  es dos órdenes de magnitud superior a la de  $\text{CN}$ . Esta “sobreabundancia” de  $\text{HC}_3\text{N}$  con respecto al resto del mapa es debida probablemente a la química particular del *hot core* en donde las altas temperaturas producidas por los objetos jóvenes así como las ondas de choque provocadas en los procesos de expulsión de materia que éstos sufren, favorecen la evaporación de moléculas que se han condensado a los granos de polvo.

Por el contrario, en aquellas posiciones en las que el impacto de la radiación UV es más

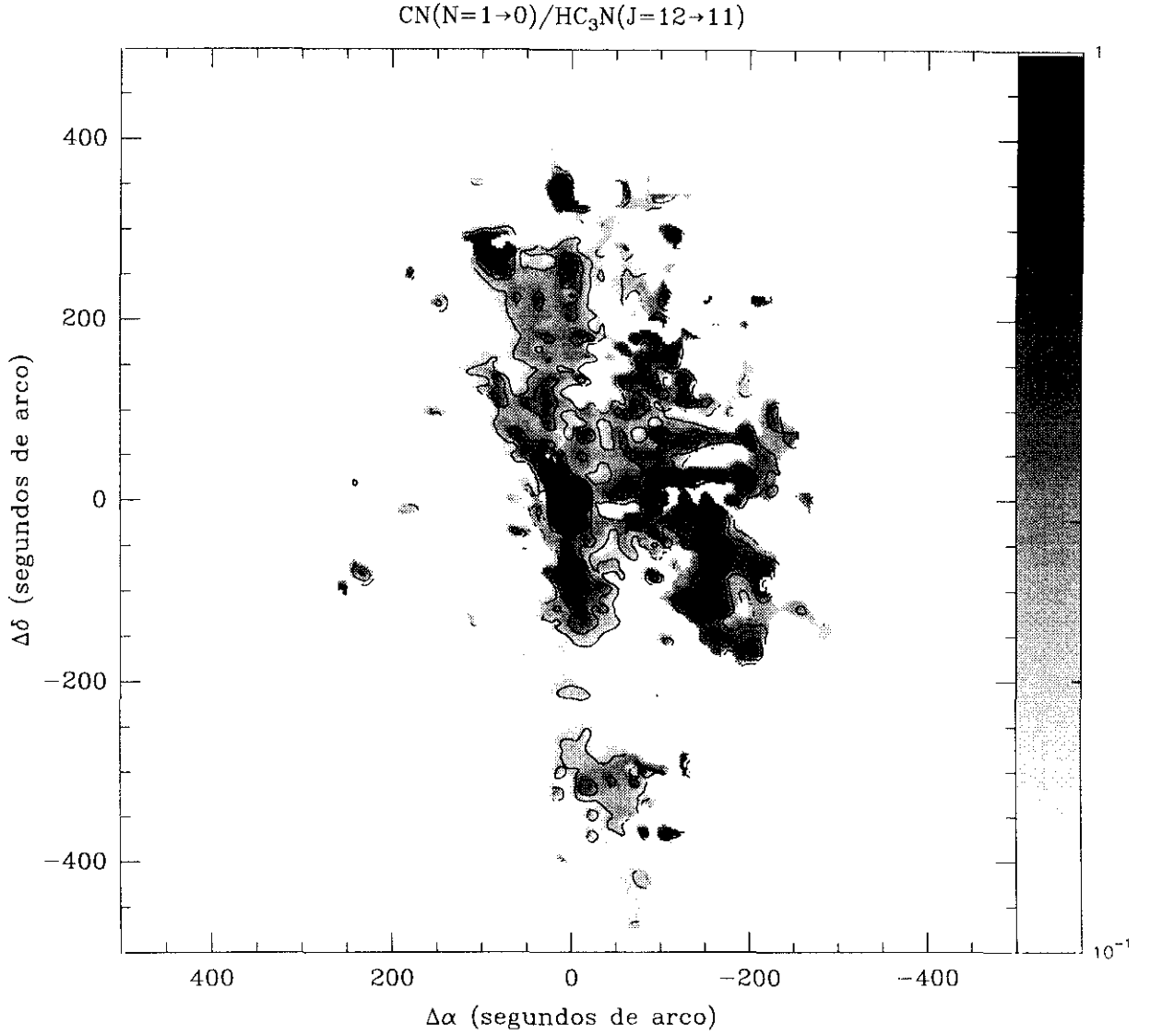


Figura 5.20: Distribución espacial de la razón entre las transiciones  $N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN y de la emisión de la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  del  $\text{HC}_3\text{N}$ .

importante, el  $\text{HC}_3\text{N}$  es destruido aumentando considerablemente la razón  $\chi(\text{CN})/\chi(\text{HC}_3\text{N})$ . Esto ocurre sobre las posiciones centrales de M 43 y en el interior de la “burbuja” asociada a M 42 en donde se obtiene un límite inferior a 60 para la razón entre las abundancias de  $\text{CN}$  y  $\text{HC}_3\text{N}$ . La región conocida como “balía oscura” y los filamentos óptico y NF 1 también presentan altos valores de esta razón. Esto es debido a que dichas estructuras son las que confinan por el este, sur y norte, respectivamente, el avance de la región III y por tanto sufren muy directamente los efectos de la radiación ionizante. El ritmo de fotodisociación de  $\text{HC}_3\text{N}$  es elevado ( $5.6 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ ) con respecto al de  $\text{CN}$  ( $3 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ ) por lo que mientras que esta última molécula es capaz de sobrevivir en regiones en las que existe un intenso campo de radiación UV, no ocurre así con  $\text{HC}_3\text{N}$  cuyo ritmo de destrucción aumenta en casi un factor 10.

Finalmente, el *ridge* molecular tiene una química que es similar a la de otras nubes incluso aunque estas otras nubes posean diferentes condiciones de densidad o de temperatura y es en general consistente con los cálculos en los que los procesos que dominan son las reacciones ion-molécula en la fase gaseosa (Herbst & Leung, 1986). Para esta región, la relación  $\chi(\text{CN})/\chi(\text{HC}_3\text{N})$  toma valores superiores a la unidad por lo que la abundancia de  $\text{CN}$  es superior a la de  $\text{HC}_3\text{N}$ . La distribución espacial de este cociente es similar a la mostrada por el mapa de la intensidad integrada de la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  en la transición  $J = 12 \rightarrow 11$  (ver capítulo 3). Es decir, se distribuye esencialmente a lo largo del *ridge* molecular y hacia el oeste del mismo en la región sobre la que se observan los “filamentos moleculares” (MFs) y las “condensaciones complejas” (CCs) descritas en el capítulo 3. Estos objetos se encuentran situados al oeste de la parte más densa de la región III, y su posición relativa con respecto a ésta (ver capítulo 3) indica que se tratan de estructuras formadas sobre la capa de material denso que confina a la región III por el oeste y cuyo origen está asociado probablemente al impacto de los vientos procedentes de las estrellas jóvenes sobre esta interfase. Así, estos objetos están formados por material denso y por tanto su interior está más protegido de la radiación ionizante procedente de la región III. Por esta razón la relación  $\chi(\text{CN})/\chi(\text{HC}_3\text{N})$  disminuye.

La condensación CC7 tiene características similares a la fuente denomina S6 y al *hot core*. Las tres presentan valores pequeños de la razón  $\chi(\text{CN})/\chi(\text{HC}_3\text{N})$  en comparación con los del resto de la región. Tanto el *hot core* como S6 son regiones en las que se encuentran sendos objetos jóvenes asociados con fenómenos de expulsión de materia. Dicho tipo de objetos se caracterizan por una ausencia de emisión de  $\text{CN}$  y en particular ya se ha mencionado que el *hot core* asociado a IRC2 presenta una abundancia “anormalmente” elevada de  $\text{HC}_3\text{N}$  posiblemente porque la radiación procedente de IRC2 produce el calentamiento de los granos de polvo y la evaporación del material volátil de los mismos produciéndose la formación de esta molécula. Una situación similar parece producirse en S6 en donde la presencia de un objeto joven en fase de expulsión de masa y oculto por el material ambiente ha sido discutida en este trabajo (ver capítulo 4). Por la misma razón, la condensación CC7 también podría tratarse de un pequeño núcleo compacto en donde existe un objeto joven que calienta el material denso que lo rodea siendo propicia la formación de moléculas tales como  $\text{HC}_3\text{N}$ .

En resumen, las observaciones de  $\text{CN}$  sobre la nube molecular asociada a las regiones III M 42 y M 43 han mostrado que esta molécula se revela como un excelente trazador del material denso que confina a regiones sometidas a un intenso campo de radiación. Así mismo, la razón  $\chi(\text{CN})/\chi(\text{HC}_3\text{N})$  muestra como  $\text{HC}_3\text{N}$  se forma en regiones protegidas de la radiación UV y sobre los “núcleos calientes” (*hot cores*) alrededor de estrellas recién formadas.

Estructura	Posición	$N(\text{HC}_3\text{N})$ ( $\times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	$N(\text{CN})$ ( $\times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ )	$\chi(\text{CN})/\chi(\text{HC}_3\text{N})$
Hot core	(0,0)	1000	0.97	$9 \times 10^{-3}$
S 6	(-12,-120)	22.2	3.58	2
Ridge	(24,72)	5.88	7.26	13
molecular	(-24,24)	4.56	5.39	13
denso	(-24,-24)	2.74	6.50	25
Filamento óptico	OFC 1	1.95	6.11	33
	OFC 2	$\leq 0.09$	2.03	$\geq 250$
	Norte	$\leq 0.10$	0.62	$\geq 60$
Bahía oscura	(288,0)	$\leq 0.12$	1.89	$\geq 108$
Filamento NF 1		$\leq 0.12$	0.76	$\geq 63$
Interior burbuja		$\leq 0.05$	0.31	$\geq 60$
MF 1		2.4	1.37	6
MF 2		4.7	2.04	4
MF 3		3.9	1.57	4
MF 4		3.7	4.30	12
MF 5		3.5	9.35	3
CC 1	(-12,-276)	4.1	11.5	33
CC 2	(0,-204)	2.8	2.61	9
CC 3	(-132,-108)	4.2	0.83	2
CC 4	(-36,-300)	2.1	6.57	33
CC 5(N)	(-180,-60)	2.8	0.62	2
CC 5(S)	(-216,-120)	1.1	0.67	6
CC 6(N)	(-216,-144)	1.6	0.37	2
CC 6(S)	(-216,-120)	1.4	0.63	5
CC 7	(288,-84)	2.2	0.48	2

Tabla 5.3: Relación entre las abundancias moleculares de HC<sub>3</sub>N y CN.

## 5.9 Conclusiones

En este capítulo se ha presentado la primera cartografía a gran escala y con alta resolución de la emisión de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  del radical CN en la región de Orión A. Así mismo, se ha presentado una cartografía de la emisión de la transición  $N = 2 \rightarrow 1$  de CN de una región de aproximadamente  $600'' \times 600''$  que cubre por completo la región de emisión más intensa de CN de M 42. Las principales conclusiones que se obtienen del estudio de la combinación de ambas cartografías son las siguientes:

- La emisión de CN es muy extensa y su morfología se encuentra dominada por las regiones H II M 42 y M 43. La emisión de CN es especialmente intensa en aquellas zonas que limitan los bordes de las dos regiones H II mencionadas anteriormente. La cartografía de la transición  $N = 1 \rightarrow 0$  ha permitido detectar filamentos que parecen confinar la emisión del continuo en el óptico tanto de M 42 como de M 43, así como otras estructuras ionizadas lejanas a M 42 pero que claramente están relacionados con ella (DLS-F).
- No existen signos de presencia de gas de alta velocidad procedente de flujos bipolares en la emisión de CN en las direcciones en las que dichos objetos han sido cartografiados en la emisión de CO. Así mismo, la emisión de CN en la dirección del *hot core* asociado a IRc2 es muy débil.
- El mapa de intensidad integrada a todas las velocidades en las dos transiciones de CN estudiadas en este capítulo muestran la existencia de sendas “burbujas” en el interior de las dos regiones H II en las que se observa una disminución de la intensidad en ambas líneas. Dichas burbujas se encuentran situadas justo en la dirección en la que cabe esperar un mayor flujo de fotones UV.
- Al igual que la morfología, el estudio de la cinemática del gas cartografiado por CN ha permitido demostrar que ésta se encuentra regida por la región H II. Sin embargo existe también un gradiente de velocidades en la dirección norte-sur a escala muy grande que es inherente a la propia nube molecular.
- El análisis de la transferencia radiativa de la emisión de CN en Orión A ha mostrado paradójicamente que el interior de las “burbujas”, cuyos bordes aparecen claramente en la cartografía de la emisión de CN, representan las regiones de mayor densidad ( $> 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ). Este aumento de densidad es interpretado como el resultado de la compresión que realiza la expansión de la región H II sobre la nube ambiente. Así mismo se observa también una disminución de las intensidades de las líneas cartografiadas que está ligado a una mayor fotodisociación de las moléculas en el interior de estas “burbujas”.
- Excepto para la región asociada al *hot core* y a la condensación CC7 para los que se encuentran valores de la abundancia de CN de  $\sim 10^{-10}$  y para las regiones en las que el flujo de fotones UV es más intenso en donde la abundancia de CN es un poco mayor (unas cuantas veces  $10^{-9}$ ), CN presenta la misma abundancia en prácticamente toda la región cartografiada y su valor, aproximadamente  $10^{-9}$ , es similar al observado en otro tipo de regiones.

- Mediante las cartografías de la región de Orión A en las emisiones de CN y de HC<sub>3</sub>N se ha mostrado que CN es un importante trazador de regiones de alta densidad sometidas a un intenso flujo de fotones UV. El estudio de la relación CN/HC<sub>3</sub>N ha mostrado que dicha razón es un eficaz trazador de regiones de fotodisociación y de *hot cores*.

## Capítulo 6

# Conclusiones generales y perspectivas

En este trabajo se presenta por primera vez una cartografía a gran escala emisión de CO, CN y HC<sub>3</sub>N del complejo molecular OMC 1 con gran resolución tanto espacial como en velocidades. A partir de dicha cartografía se ha estudiado la emisión procedente de los objetos protoestelares y su interacción con el material que los rodea así como la emisión procedente del material molecular afectado por la presencia de estrellas jóvenes más evolucionadas (regiones H II).

### 6.1 Pequeña escala. La interacción de los objetos jóvenes con el material ambiente

La cartografía de la emisión de CO a gran escala de OMC 1 ha permitido determinar aquellas regiones en las que existen fenómenos de formación estelar reciente. Se ha realizado una búsqueda de emisión de gas de alta velocidad detectándose sólo dos regiones con signos evidentes de formación estelar reciente que presentan sendos objetos (IRc2 y Orión–Sur) en fase de pérdida de masa. Se ha realizado un estudio exhaustivo de las propiedades del gas de muy alta velocidad asociado al flujo bipolar de IRc2. En base a este estudio se ha elaborado un modelo en el que tanto el material con muy alta velocidad como el que posee velocidades moderadas se distribuye espacialmente de manera que parece proceder de una eyección de tipo bipolar orientada aproximadamente según la dirección del observador. Así mismo, se han detectado por primera vez *condensaciones de alta velocidad o “proyectiles” asociados al flujo bipolar procedente de IRc2*. Ésta es la primera detección de condensaciones de alta velocidad asociadas a una eyección de materia procedente de un objeto masivo y sugiere los mismos procesos de formación para la estrellas masivas y de baja masa. El análisis de las condiciones físicas ha mostrado que el gas de alta velocidad es caliente. Se ha realizado un modelo que explica la distribución del campo de velocidades y de la materia para el flujo de IRc2. Según este modelo existen dos componentes generadas por la interacción del material expulsado por IRc2 y la nube ambiente. La primera está asociada con el material expulsado con velocidad muy elevada y muy colimado que se distribuye en las cercanías del eje del flujo en forma de *jet*. La segunda está formada por el material que es arrastrado por el *jet* y contiene la mayor parte de la masa observada con velocidades

más cercanas a la de la nube ambiente. Esta segunda componente rodea por completo ambos lóbulos del flujo bipolar, sin embargo la mayor parte de la misma se encuentra en los *bow shocks* que se forman por el choque del gas de muy alta velocidad con el material ambiente en la parte delantera o cabeza de ambos lóbulos. Es en esta región en la que se produce la emisión máser de agua de baja velocidad. Cerca de la superficie externa de la envoltura se produce una onda de choque que es la responsable de la excitación del hidrógeno molecular.

El estudio del flujo bipolar Orión–Sur muestra por primera vez una cartografía completa del mismo en todo el rango de velocidades. El eje de este flujo bipolar se encuentra formando un pequeño ángulo con el plano del cielo y es aproximadamente perpendicular al filamento de gas de alta velocidad que algunos autores asociaban al mismo. Se han detectado condensaciones de alta velocidad (*bullets*) relacionadas con Orión–Sur similares a las observadas en otros flujos bipolares asociados a estrellas poco masivas.

El número de flujos detectados en la región de Orión A es muy inferior al que se observa en las nubes moleculares oscuras donde se produce la formación estelar de estrellas poco masivas. Esto es un indicativo de que los procesos de formación de estrellas masivas en nubes gigantes afectan a gran escala al material ambiente inhibiendo en cierto modo la formación de nuevas estrellas. La masa total afectada por los flujos bipolares en la región de Orión A es del orden de  $20 M_{\odot}$  lo que representa una fracción muy pequeña con respecto a la masa total de la nube molecular ( $\sim 10^4 M_{\odot}$ )

## 6.2 Gran escala. La interacción de la región H II con el gas ambiente

El cúmulo de estrellas del Trapecio es un grupo de estrellas jóvenes en fase de secuencia principal que excitan la región H II conocida como “la nebulosa de Orión” (M 42). Dicha nebulosa se ha formado en uno de los bordes de la nube molecular OMC 1 con la que interacciona. Como consecuencia de la presencia de la región H II, la interfase gas ionizado–gas neutro se ve afectada en su morfología, cinemática y química. El estudio de esta interacción se ha realizado a través de la cartografía a gran escala y con alta resolución espacial en la emisión de diversas transiciones moleculares. Mediante la emisión de CO se ha cartografiado y determinado las condiciones físicas del gas con densidades moderadas y que representa la mayoría del gas molecular en OMC 1. La componente más densa del complejo ( $n_{\text{H}_2} > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) se ha estudiado a partir de una especie molecular resistente a la radiación UV y otra,  $\text{HC}_3\text{N}$ , fácilmente destruible por los fotones UV pero resistente a altas temperaturas.

### El gas ambiente. La emisión de CO

La emisión de CO a gran escala muestra que el gas molecular presenta una compleja estructura tanto a velocidades ambientes (condensaciones de la bahía oscura, frente de ionización interno, filamento óptico, filamento NF 1) como en las velocidades altas (filamentos NF 2 y S) que coinciden morfológicamente con la región H II. Así mismo, Se han detectado por primera vez condensaciones moleculares de muy alta velocidad situadas al final de los filamentos con velocidades altas no relacionadas con objetos jóvenes en fase de pérdida de masa. El frente de



ionización interno (IIF) está formado por una estructura que coincide con la emisión del polvo caliente a  $3.3\mu\text{m}$  que se produce en la interfase entre la región H II y el gas ionizado. Tanto el gas que forma el IIF como el de su interior es gas caliente ( $T_k \sim 70\text{ K}$ ) y su calentamiento está producido por medio de los electrones generados por el efecto fotoeléctrico al incidir los fotones UV producidos por la región H II sobre el material ambiente. La emisión de CO muestra claramente que la región H II está confinada por ionización en todas las direcciones excepto en la del observador en la que se encuentra limitada por la densidad. Así, M42 se encuentra confinada por el este por las condensaciones DBs, por el norte por el filamento NF1, por el sur por el filamento óptico y por el oeste por el *ridge* molecular denso. Algunas de estas estructuras que confinan a la región H II están fuertemente perturbadas por ésta y su desarrollo futuro está ligado a la evolución de la misma.

Los filamentos de alta velocidad están generados por los efectos del arrastre del gas ionizado (sometido a fuertes gradientes de presión producidos por la expansión de la región H II) sobre el gas neutro en la delgada capa interfase entre ambas componentes. La existencia de condensaciones de muy alta velocidad muy probablemente esté producida por gas ionizado con alta velocidad. Los filamentos de alta velocidad están muy fragmentados existiendo una periodicidad espacial en las posiciones de las condensaciones que los forman. Esto sugiere que su origen más probable sea el desarrollo de inestabilidades dinámicas en la interfase gas ionizado–gas neutro. Los datos de CO muestran que la mayoría de la masa (casi un 90%) en Orión A está perturbada por la región H II.

### El gas denso resistente al campo UV que confina la región H II. La emisión de CN

La emisión de CN es muy extensa y su morfología se encuentra dominada por las regiones H II M42 y M43. La emisión de CN es especialmente intensa en aquellas zonas que limitan los bordes de las dos regiones H II mencionadas anteriormente. La cartografía de la emisión de esta molécula ha permitido detectar filamentos que parecen confinar el gas ionizado tanto de M42 como de M43, así como otras estructuras ionizadas más lejanas a M42. Por el contrario, CN no se detecta en el gas de alta velocidad procedente de flujos bipolares y su emisión en la dirección del *hot core* asociado a IRc2 es muy débil.

El análisis de la emisión de CN muestra que el gas molecular que confina la región H II es muy denso alcanzando la densidad de partículas valores de  $\sim 10^6\text{ cm}^{-3}$ . Este aumento de densidad es interpretado como el resultado de la compresión que realiza la expansión de la región H II sobre la nube ambiente. Nuestro estudio muestra que la abundancia de CN varía entre  $\sim 10^{-10}$ , para la región de formación estelar asociada a IRc2 (*hot core*), y  $\sim 10^{-9}$ , para los bordes de la región H II donde el predominio de la radiación UV juega un papel fundamental.

### La emisión de $\text{HC}_3\text{N}$ . Inestabilidades dinámicas

La emisión a gran escala del  $\text{HC}_3\text{N}$  ha revelado la presencia de un conjunto de nuevas estructuras en la nube molecular OMC1 que se observan a diferentes velocidades radiales. Estas estructuras han sido denominadas como “*molecular fingers*” o “filamentos moleculares” (MFs) y como “condensaciones complejas” (CCs). Los MFs se encuentran localizados al oeste del *ridge* molecular denso y son largos y finos filamentos (longitud/anchura  $\sim 5 - 10 : 1$ ) que emergen del *ridge* de manera que la mayoría de ellos apuntan hacia la región ocupada por el Trapecio y el objeto

BN/KL. Se han identificado un total de ocho filamentos uno de los cuales se observa como un “ala” de alta velocidad. La mayoría de los filamentos moleculares presentan un gradiente a lo largo de su longitud de  $1 - 2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ , con el gas más desplazado hacia el azul en el sentido que apunta hacia la región del Trapecio–BN/KL. La densidad típica, temperatura cinética y masa de los MFs son  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gtrsim 40 \text{ K}$  y  $10\text{--}30 M_{\odot}$  respectivamente.

El campo de velocidades radiales de la emisión de  $\text{HC}_3\text{N}$  a gran escala en Orión muestra una forma de “V” que sugiere que el gas denso está interaccionando con la región H II y que los MFs están probablemente embebidos en el gas ionizado pero cerca del frente(s) de ionización. La asociación entre los MFs y trazadores de choques tales como objetos HH, o los filamentos de  $\text{H}_2$  vibracionalmente excitado, y su velocidad “azul” sugiere que los vientos ionizados procedentes del cúmulo del Trapecio y/o el flujo “champagne” están interaccionando fuertemente con estas estructuras. Las similitudes existentes entre los MFs y las trompas de elefante observadas en otras regiones H II también indican que probablemente los primeros estén generados por el desarrollo de inestabilidades sobre la interfase H I–H II.

La abundancia de  $\text{HC}_3\text{N}$  varía desde un valor menor que  $10^{-10}$  en la dirección de la zona más intensa de la región H II, hasta valores del orden de  $10^{-8}$  para el *hot core* y de  $10^{-9}$  para el *ridge* y los filamentos moleculares. La comparación entre las abundancias de los compuestos CN y de  $\text{HC}_3\text{N}$  muestra que el primero es un importante trazador de regiones de alta densidad sometidas a un intenso flujo de fotones UV mientras que el segundo lo es de núcleos calientes (*hot cores*). El estudio de la relación CN/ $\text{HC}_3\text{N}$  puede ser utilizado como un eficaz trazador de regiones de fotodisociación y de *hot cores* en regiones de formación estelar masiva.

## Apéndice A

# Los modelos empíricos de Orión

Sin lugar a dudas la nebulosa de Orión, debido fundamentalmente a su proximidad, ha servido como laboratorio para confrontar con la realidad las diferentes teorías que se han generado con objeto de explicar las propiedades físico-químicas de las regiones de formación estelar masiva. Los primeros modelos empíricos de regiones H II se basan en las observaciones existentes de esta nebulosa por lo que creemos conveniente dedicar un apéndice de este trabajo a realizar un breve repaso de ellos.

En la figura A.1 se presenta un esquema del modelo de Wilson (1959) para la nebulosa de Orión. En este primer modelo, la nebulosa de Orión era contemplada como una esfera de Strömgren centrada y expandiéndose desde las estrellas del Trapecio. Dicha esfera de gas ionizado se situaba a una gran distancia por delante de la nube molecular por lo que no se suponía existencia alguna de interacción significativa entre ambas (Wilson *et al.*, 1959). Este modelo presenta multitud de inconvenientes en cuanto a la cinemática se refiere. En primer lugar, el patrón de velocidades radiales observadas no se ajusta con el de una expansión con simetría esférica producida desde el Trapecio. Así, la componente roja del [O III] no es observada en la mitad trasera de la nube. Otro problema concerniente con este modelo se refería a la línea de recombinación  $85\alpha$  del carbono. Kutner & Thaddeus (1971) y Kutner *et al.* (1971) habían mostrado que la nube molecular se encontraba detrás de la nebulosa, mientras que Zuckerman & Ball (1974) y Balick *et al.* (1974) mostraron que la línea C  $85\alpha$  se origina en la cara frontal de la nube molecular, y que se requiere una densidad de  $n_{\text{H}_2} \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$  para producirla. Sin embargo, en este primer modelo la densidad en las capas externas de la envoltura de CO (List *et al.*, 1974) es de  $< 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . Una variante del modelo de Wilson consistiría en situar el *ridge* (parte más densa de la nube molecular, ver sección 2.2.2) cerca del borde frontal de la nube molecular. En este caso, la línea C  $85\alpha$  podría provenir de la zona de esta condensación más cercana al observador. Sin embargo, no existe ningún argumento físico para que la nube sea tan asimétrica. Finalmente, tanto en el modelo de Wilson como su variante, se supone que la distancia entre las estrellas de Trapecio y la nube molecular es  $\geq 1 \text{ pc.}$  no existiendo razón alguna para que la intensidad de la línea C  $85\alpha$  tenga un pronunciado máximo en la dirección del Trapecio como fue encontrado por Balick *et al.* (1974). Por otra parte, la velocidad radial media de la nube varía unos pocos  $\text{kms}^{-1}$  sobre su extensión pero es típicamente de  $8 \text{ kms}^{-1}$ . Sin embargo, basándose también en las líneas de recombinación del carbono de la nube molecular (Zuckerman & Palmer, 1968; Zuckerman & Ball, 1973), se observó que la velocidad del gas

neutro era de  $9 \text{ km s}^{-1}$  en el borde frontal de la nube coincidente con la región H II, es decir estaba desplazada hacia el rojo en esta zona con respecto a la velocidad media de la nube molecular.

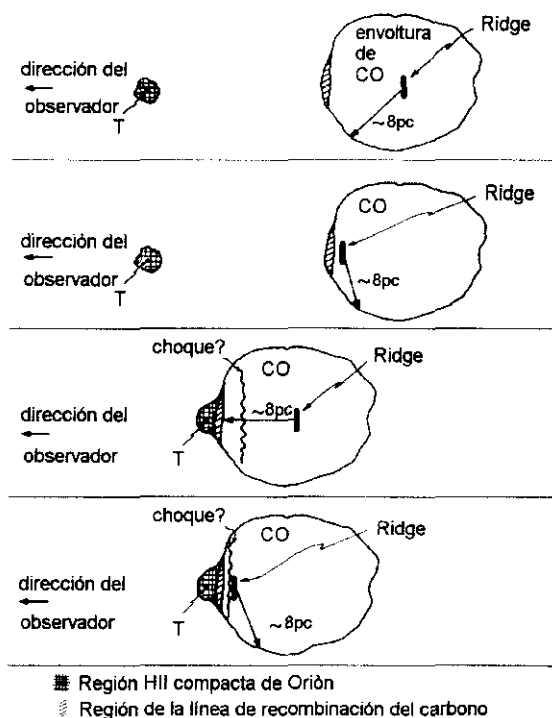


Figura A.1: *Distintas versiones del modelo de la nebulosa de Orión (M42) propuesto por Wilson (1959). En esta figura se presenta una posible relación espacial entre la nube extensa de CO, la región de donde proviene las líneas de recombinación del carbono, la región H II y la emisión del “ridge” molecular denso. La nebulosa KL se sitúa cerca del centro del “ridge”. T representa la posición del Trapecio. En las dos últimas versiones la distancia probable entre el Trapecio y la región emisora de las líneas del carbono es de  $\sim 0.4 \text{ pc}$ . Para todas las representaciones el tamaño de la envoltura de CO no está realizado a escala.*

En 1973, Zuckerman propuso un modelo para M 42 en el que el gas neutro y el gas ionizado son tratados como sistemas en interacción en lugar de entidades coexistentes, vecinas y separadas. Su objetivo, era el explicar las diferentes velocidades que presentan ambas emisiones en la nebulosa de Orión. La región H II en este caso, se encuentra en el borde de la nube, de cara al observador, y ha sido producida por la ionización del gas de una pequeña región de la nube molecular OMC 1 por parte del grupo de estrellas del Trapecio. En la figura 1.3 se presenta un esquema del modelo de Zuckerman, en ella aparecen también los objetos más importantes de la región cuya posición relativa a la nube molecular se va a comentar a continuación. El núcleo de la nube molecular contiene la nebulosa infrarroja KL asociada a la cual se encuentra un cúmulo de estrellas infrarrojas jóvenes. Recluido entre el gas completamente ionizado y el complejo molecular neutro, que se encuentra detrás del primero, se sitúa una capa de material

parcialmente ionizado. Es de aquí, principalmente, de donde proviene la mayoría de la emisión de las líneas de recombinación del carbono. Así pues en este modelo de Zuckerman la expansión de la región H II no se realiza de una manera simétrica con respecto de las estrellas excitadoras, sino que ve “impedido” su avance en su cara posterior por la presencia de un medio denso que es la nube molecular. Este modelo puede explicar las observaciones de Wilson *et al.* (1959) que mostraban que la emisión del [O II] está típicamente desplazada hacia el rojo en  $\sim 2.5 \text{ km s}^{-1}$  con respecto al [O III], así como las observaciones de Kaler (1967) que determinaron que el [Fe II] se encuentra también desplazado hacia el rojo con respecto al [O II]. Mediante el modelo de Zuckerman estas observaciones serían interpretadas en base a que la radiación proveniente de iones con potenciales de ionización relativamente bajos se origina en regiones cercanas a la región de interfase H I–H II. La imagen de la región H II en el modelo de Zuckerman es la de una región H II limitada por la ionización en el fondo (y probablemente en el norte y el este) y expandiéndose libremente hacia el gas tenue situado delante.

Un aspecto importante que deben considerar los modelos de las regiones H II es el que se refiere a la cinemática. En la tabla A.1 se presentan las velocidades radiales de los distintos constituyentes del sistema.

Región	Línea	$v_{\text{Hel}}$ $\text{km s}^{-1}$	$v_{\text{LSR}}$ $\text{km s}^{-1}$	$v^{\dagger}$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta v_{\text{FWHM}}$ $\text{km s}^{-1}$
Nube molecular OMC 1	Líneas moleculares originadas en el <i>ridge</i> de OMC 1	+26	+8	0	4
Región interfase H II–H I. Gas parcialmente ionizado	Líneas de recombinación del carbono	+28	+10	+2	4
Estrellas del cúmulo del Trapecio		+29	+11	+3	
Región H II (M 42)	Líneas de recombinación del H	+16	–2	–10	27
	Líneas de recombinación del He	+16	–2	–10	24
	Líneas del [O I]	+28	+10	+2	15
	Líneas del [O III] <sup>‡</sup>	+20	+2	–6	18
	Líneas del [N II] <sup>‡</sup>	+22	+4	–4	20
	Líneas del [S II] <sup>‡</sup>	+22	+4	–4	22

†Con respecto a la nube molecular.

‡Cercanías de  $\theta^1$  C.

Tabla A.1: Estructura cinemática de Orión A.

Un análisis detallado de dicha tabla lleva a las siguientes conclusiones: Las estrellas del Trapecio se están moviendo hacia la nube molecular con una velocidad relativa a la de esta última de  $3 \text{ km s}^{-1}$ . La capa de gas parcialmente ionizado, interfase entre la región H II y la nube molecular, se mueve también hacia esta última con aproximadamente la misma velocidad ( $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$ ). El gas ionizado sin embargo, fluye hacia fuera de la nube molecular con una velocidad de  $-10 \text{ km s}^{-1}$ . Esto es debido a que el nuevo gas ionizado en la interfase de H II–H I/región

molecular, se encuentra en la zona más densa de la región ionizada ( $N_e = 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ). Puesto que la temperatura electrónica en la región ionizada es aproximadamente la misma en todos los sitios ( $T_e \simeq 10^4 \text{ K}$ ), la presión ( $P = 2kN_eT_e$ ) en la zona más densa es más alta que en la menos densa (región situada delante o más cercana al observador,  $N_e \simeq 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ). Este gradiente de presión fuerza al gas ionizado a fluir de su lugar de origen hacia al espacio relativamente tenue situado delante. El espacio dejado por el gas ionizado expedido es inmediatamente rellenado por nuevo gas ionizado de la interfase H II–H I. Este mecanismo mantiene el gradiente de presión que fuerza a que continuamente el nuevo gas ionizado sea expulsado hacia fuera (fase “Champagne”).

Este proceso no sólo ocurre en Orión (M42) sino en la mayoría de las regiones H II asociadas con complejos de material neutro (Israel, 1978) en las que se crean estructuras similares a “ampollas” (*blisters*) que se desarrollan en los bordes de los complejos moleculares y que no pueden aproximarse por los modelos tradicionales con simetría esférica (esferas de Strömgren). El fallo de estos modelos clásicos (Strömgren, 1939, Kahn, 1954) a la hora de ajustarse con los datos observacionales, inspiró nuevos modelos teóricos de regiones H II que generaron numerosos e importantes trabajos (Tenorio–Tagle, 1979; Whitworth, 1979; Tenorio–Tagle *et al.*, 1979; Bodenheimer *et al.*, 1979; Icke *et al.*, 1980). La evolución de una región H II según estos modelos que introducen la fase “Champagne” ha sido ya comentada en la sección 1.4 y se representa esquemáticamente en la figura 1.4. Un modelo adaptado a la particular estructura morfológica y cinemática de la Nebulosa de Orión y de su complejo molecular asociado puede observarse en la figura A.2.

Así pues, un estudio detallado de los procesos que ocurren en el núcleo de M42 deben tener en cuenta la complicada estructura de velocidades radiales observada sobre el área de gas ionizado. Esta estructura se muestra en la figura A.3 donde se presentan tanto las regiones en las que existe desdoblamiento (*splitting*) de [O III] sobre el núcleo de M42 como la distribución de velocidades radiales de la línea H 76 $\alpha$ . También se muestra la barra óptica, dos filamentos débiles cercanos a las estrellas del Trapecio, la posición del pico de radiocontinuo y la posición de los máximos en la distribución de brillo de la emisión de H<sub>2</sub>CO.

La distribución de las velocidades de la línea H 76 $\alpha$  muestra una estructura redonda con velocidades desplazadas hacia el azul en las regiones externas. Este hecho fue atribuido por Pankonin *et al.* (1979) a la presencia de una “burbuja estelar” creada por los vientos estelares o la presión de la radiación provenientes de la principal estrella ionizante  $\theta^1$  C. Su modelo, una cavidad de gas ionizado en forma de copa moviéndose hacia la nube molecular, también explica el desplazamiento de la posición del radiocontinuo (máximo de densidad) de la posición de las estrellas del Trapecio como un efecto de proyección, sugiriendo que el observador “ve” la nebulosa con un ángulo relativo al eje de simetría de la nebulosa (ver figura A.4).

Otra característica de los datos cinemáticos es la relación existente de la velocidad no sólo con la posición sino también con el grado de excitación de la línea observada. Estos hechos fueron observados primeramente por Kaler (1967) y por Balick *et al.* (1980).

Hay evidencias que indican que ciertos elementos como Fe<sup>+</sup>, Fe<sup>++</sup> y [O I] con bajos potenciales de ionización (7.9, 16.7, y 13.6 eV respectivamente) parecen originarse en regiones localizadas en el interior o cercanas a la interfase H I–H II/nube molecular. Todas tienen la misma baja velocidad con respecto a la nube molecular (en el rango 0 – 2 km s<sup>–1</sup>) similar a las velocidades de las líneas de recombinación del carbono. Hay también evidencias de que el O I en la “barra” se origina en el material neutro asociado con ella (Taylor & Münch, 1974). Sin

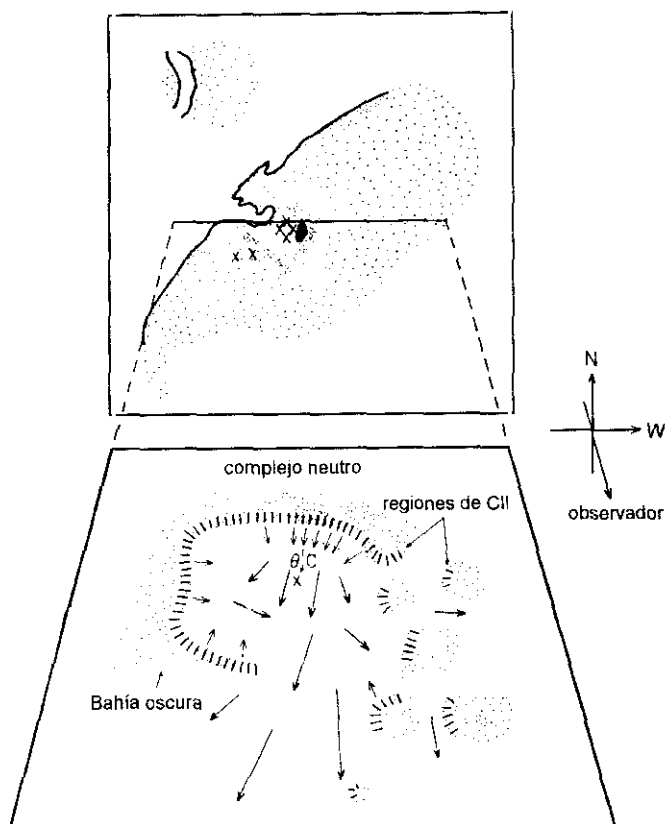


Figura A.2: Sistema de flujos de material ionizado originado en los bordes de M42 (probablemente en la parte posterior y en los lados este y norte), de Balick et al. (1974). La parte de abajo de la figura representa una sección a través de la región del Trapecio en la dirección este—oeste según la línea de mira. Las regiones rayadas representan la capa de material parcialmente ionizado (CII). Esta capa es sin embargo, mucho más compleja de lo que en esta figura se representa, ya que al menos, se han detectado tres componentes de velocidad por Jaffe & Pankonin (1978). La de  $11 \text{ km s}^{-1}$ , situada en la región de gas parcialmente ionizado de detrás de la nebulosa, la de  $8.5 \text{ km s}^{-1}$ , que se concentra en la “línea oscura” que separa las nebulosas M42 y M43 y finalmente la de  $6 \text{ km s}^{-1}$ , originada en la región conocida como “bahía oscura” que es un entrante por delante de la nebulosa, de la nube molecular que envuelve la región noreste de la misma. Las probables fluctuaciones en la densidad de la nube de gas neutro se simbolizan mediante un patrón de puntos de densidad variable.

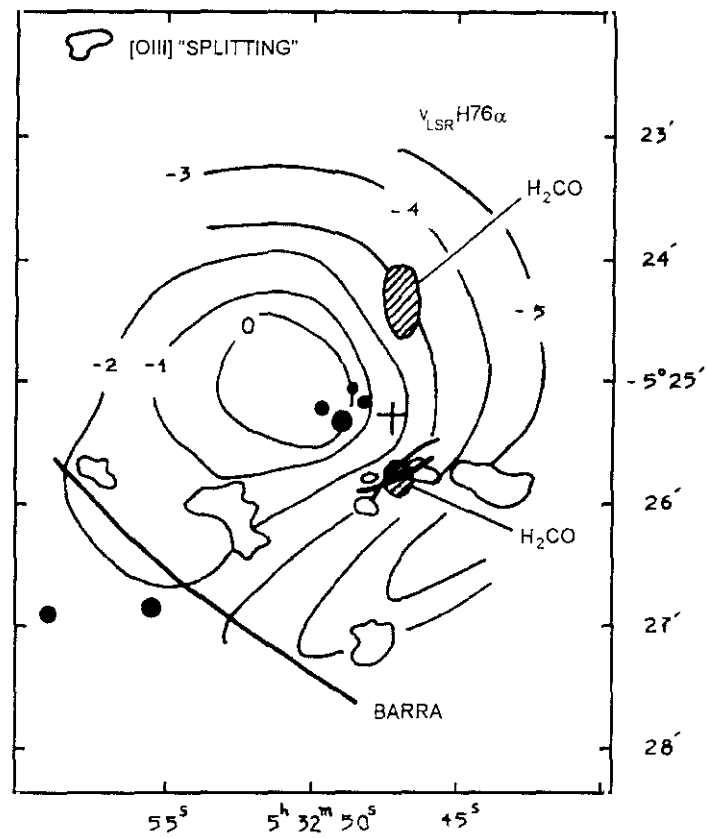


Figura A.3: Distribución de las velocidades radiales en la emisión H 76α sobre el núcleo de M42 (de Pankonin et al., 1979) comparado con las áreas en las cuales se produce el “splitting” de la línea de [O III] (Wilson et al., 1959). También se muestran los picos del radiocontinuo, los máximos de la emisión de H<sub>2</sub>CO originados en el “ridge” molecular (Thaddeus et al., 1971), la “barra” óptica y dos filamentos que están asociados con regiones para las cuales se observa el “split” de la línea de [O III].



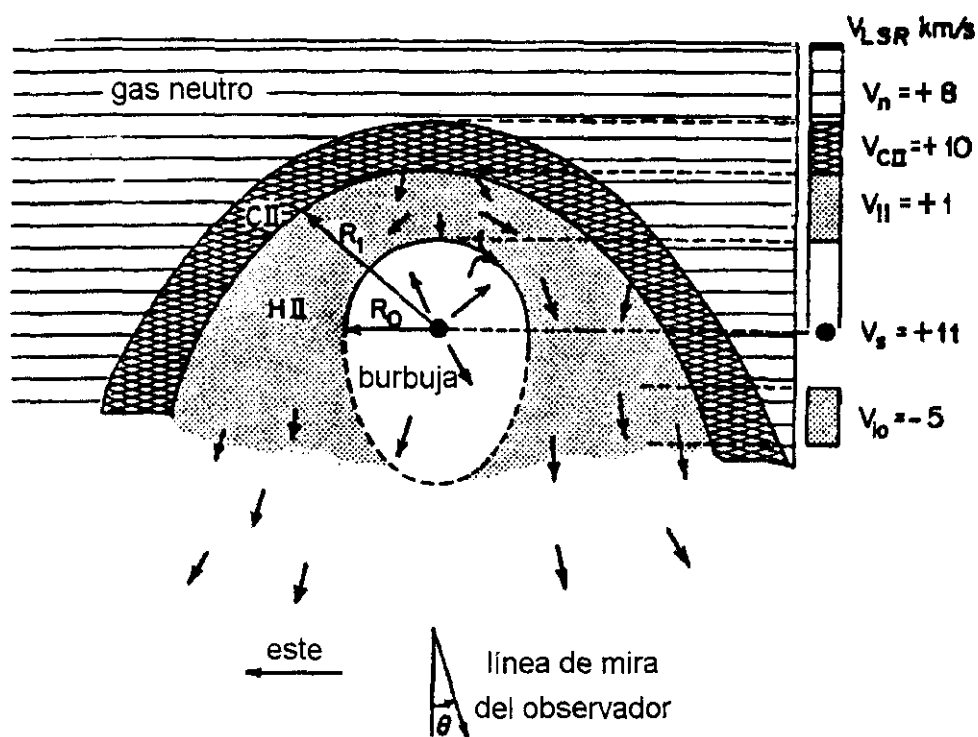


Figura A.4: Modelo para el núcleo de la nebulosa de Orión (de Pankonin et al., 1979). La radiación ultravioleta emitida por la estrella  $\theta^1$  C Ori crea un cavidad de gas ionizado con forma de "copa". En la escala de la derecha se muestran las velocidades (LSR) de los distintos componentes de la región: gas neutro ( $v_n$ ), región de recombinación del carbono ( $v_{CII}$ ), estrellas de Trapecio ( $v_s$ ) e hidrógeno ionizado en las regiones interior y exterior de la cavidad ( $v_{ii}$  y  $v_{io}$  respectivamente).

embargo las velocidades observadas de [N II], [S II] y [O III] no muestran un patrón tan simple y son difíciles de interpretar. Una explicación de este esquema de velocidades más complicado atribuye el fenómeno a flujos secundarios que interfieren con el primario dirigido aproximadamente en la dirección de la línea de mira (ver figura A.2) (debe mencionarse que la velocidad observada es una velocidad promedio que contiene contribuciones de diferentes flujos y diferentes regiones que se sitúan a lo largo de esta línea de visión del observador). Las líneas de recombinación del hidrógeno observadas son la superposición de líneas que se originan en regiones cercanas a la nube molecular donde las densidades son bajas y las velocidades altas. El resultado final es que la medida que se tiene de la velocidad está pesada hacia las altas velocidades. Esto sin embargo no ocurre en la determinación de las velocidades basada en las líneas de [N II], [S II] u [O III], ya que las regiones ionizadas de donde provienen no participan del mismo movimiento que el hidrógeno.

Según Meaburn (1975), los flujos de gas ionizado utilizados para describir ciertos aspectos cinemáticos de la Nebulosa de Orión pueden caracterizar la nebulosa por completo. Estos flujos se piensa que son la causa del desdoblamiento del [O III] en la dirección del núcleo de M 42 (Wilson *et al.*, 1959; ver figura A.3) y del desdoblamiento observado en otras regiones del [N II] (Deharveng, 1973). Una causa alternativa del desdoblamiento del [O III] podría ser la presencia de "glóbulos de materia neutra parcialmente ionizados" (PIGs) envueltos por frentes de ionización (Dopita *et al.*, 1974). Laques & Vidal (1973) detectaron glóbulos de este tipo, sin embargo su situación es cercana a las estrellas del Trapecio y no coincide con las áreas en las que fue detectado el desdoblamiento del [O III].

## Apéndice B

# El radiotelescopio de Pico de Veleta

El radiotelescopio de Pico de Veleta se encuentra situado en Sierra Nevada (Granada, España) y constituye junto con el interferómetro de Plateau de Bure (Grenoble, Francia) el instrumental de que dispone el I.R.A.M. (Instituto de Radioastronomía Milimétrica). El I.R.A.M. es un organismo internacional de investigación constituido en 1979 y en la actualidad formado por los siguientes institutos: el C.N.R.S. francés (*Centre National de la Recherche Scientifique*), el M.P.G. alemán (*Max Planck Gesellschaft*) y el I.G.N. español (Instituto Geográfico Nacional). Sierra Nevada fue elegida para la instalación del radiotelescopio por su poca latitud geográfica ( $37^{\circ} 4' 5.6''$  N), su altitud (2870 m sobre el nivel del mar) y la baja cantidad de agua en la atmósfera (en media, 4 mm de agua precipitable en el zenit en verano y 2 mm en invierno).

### B.1 Características del radiotelescopio

Baars *et al.* (1987) publicaron las características técnicas y los resultados de las primeras pruebas realizadas con el radiotelescopio de Pico de Veleta. El telescopio es de tipo Cassegrain con montura altazimutal. Su primer reflector es un paraboloide de 30 m de diámetro y 10.5 m de distancia focal siendo el segundo reflector de tipo hiperbólico con un diámetro de 2 m y una excentricidad de 1.0746. El peso total de la parte móvil del telescopio es de 800 t. El error cuadrático medio de la superficie del paraboloide, medido con técnicas de holografía, es aproximadamente  $\pm 80 \mu\text{m}$  siendo el del reflector secundario de aproximadamente  $15 \mu\text{m}$ . La estructura del telescopio puede soportar condiciones meteorológicas extremas de 30 cm de hielo en la superficie del telescopio y vientos de 200 kilómetros por hora. Su resolución angular, dada por la relación  $D/\lambda$ , es menor que  $10''$  a 1 mm y es la mejor alcanzada hoy en día con una antena única. En condiciones atmosféricas estables y con vientos de  $12 \text{ km s}^{-1}$ , el error que se comete en el apuntado es de  $\sim 2''$ .

En la tabla B.1 se dan los parámetros del telescopio en el rango de frecuencias en el que opera. Los parámetros eficiencia de apertura ( $\epsilon_{ap}$ ), eficiencia del haz principal ( $B_{eff}$ ) y eficiencia de los haces delanteros ( $F_{eff}$ ), se definen de la manera estandar (ver por ejemplo Kraus, 1986). El factor  $S/T_{mb}$  nos da la conversión de temperatura de haz principal a flujo en Jy.

Frecuencia (GHz)	Eficiencia de apertura $\epsilon_{ap}$	Eficiencia de haz principal $B_{eff}$	Eficiencia delantera $F_{eff}$	HPBW* ( $''$ )	Factor de conversión $S/T_{mb}$ (Jy/K)	Receptor
90	0.50	0.60	0.86	26	4.5	3 mm SIS
110	0.50	0.60	0.86	21	4.5	3 mm SIS
140	0.50	0.60	0.86	17	4.6	2 mm SIS
230	0.27 <sup>†</sup>	0.45	0.85	12.5	6.7	1.3 mm SIS
250	0.27 <sup>†</sup>	0.44	0.85	11	6.7	bolómetro
265	0.21 <sup>†</sup>	0.36	0.85	10.8	6.7	1.3 mm SIS
345	0.10 <sup>†</sup>	0.18	0.85	8.5	7.0	0.9 mm Schottky

<sup>1</sup> Anchura del haz de la antena a media potencia suponiendo un haz gaussiano.  
<sup>2</sup> Eficiencia de apertura a 45°. La antena está ajustada para la eficiencia de apertura sea máxima a esta elevación.

Tabla B.1: *Parámetros del radiotelescopio de Pico de Veleta.*

B.2 Receptores y espectrómetros

El telescopio opera en una configuración de foco de tipo Nasmyth. La radiación se refleja en el reflector secundario (hiperbólico) dirigiendo el haz hacia la sala de receptores. Formando un ángulo de 45° con el eje de elevación se encuentran dos espejos que se encargan de llevar el haz a un punto focal situado en la cabina y que se mantiene fijo con el movimiento en elevación del telescopio. Posteriormente el haz es desviado, mediante un sistema de espejos planos un divisor de polarizaciones y un espejo diecrico, hacia distintos puntos focales permitiendo la observación de hasta con tres receptores simultáneamente. La calibración de la escala de temperaturas, se realiza insertando una carga caliente (material absorbente a 293 K) y una carga fría (nitrógeno líquido a 77 K) en el camino del haz entre el segundo espejo Nasmyth y el divisor de polarizaciones. En la actualidad el telescopio está equipado con receptores SIS a 1.3, 2 y 3 mm, junto con un receptor Schottky a 0.9 mm y un bolometro. En la tabla B.2 aparecen las temperaturas de receptor en banda lateral doble (DSB) y la temperatura de sistema típica, con buen tiempo, para cada frecuencia si observamos en banda lateral única (SSB). En este caso el ruido del espectro en unidades de temperatura de haz principal viene dado por la expresión:

$$\Delta T_{MB} = \frac{\sqrt{2} T_{sys}^{SSB}}{B_{eff} \sqrt{\Delta \nu t}}$$

(B.1)

siendo  $\Delta \nu$  la resolución espectral,  $t$  el tiempo de integración sobre la fuente  $T_{sys}^{SSB}$  la temperatura del sistema en banda lateral única y  $\Delta T_{MB}$  el error cuadrático medio en unidades de  $T_{MB}$ .

Los espectrómetros disponibles son dos bancos de filtros de 512 canales de 1 MHz, un banco de filtros de 256 canales de 100 kHz, un autocorrelador digital de 1024 canales con un ancho de banda de 40, 80, 160, y 320 MHz, un banco acusto-óptico (AOS) con 864 canales de una resolución similar  $\sim 0.5$  MHz, y varios detectores de continuo de 500 MHz de ancho de banda. El primer banco de filtros de 512x1 MHz, el de 256x100 kHz, y el autocorrelador pueden dividirse

en dos para observar dos frecuencias diferentes. El autocorrelador y el banco de  $256 \times 100$  kHz admiten *offsets* en frecuencias diferentes para cada una de las partes en que han sido divididos. También hay un *spectrum expander* para obtener una resolución mayor que 100 kHz.

Rango (GHz)	Tipo de receptor	$\nu$ (GHz)	$T_{rec}^{DSB}$ (K)	$T_{sys}^{SSB}$ (K)
83 – 115	SIS	86:	120	150 – 300
		115:	170	400 – 500
130 – 170	SIS	130 – 160	140 – 180	820 – 920
		168:	250	890
209 – 270	SIS	215:	100	350
		230:	200	500
		245:	250	600
		265:	400	1200
		270:	700	2000
		330:	720	5000 – 7000
325 – 356	Schottky	345:	660	2000 – 3000

Tabla B.2: Características de los receptores del radiotelescopio de Pico de Veleta.



## Apéndice C

# El radical CN

### C.1 Moléculas con momento angular electrónico

Debido a la interacción del momento angular electrónico con el momento angular de la rotación molecular, las moléculas que tienen momento angular de espín electrónico “desapareado” no pueden ser tratadas como en el caso en que carecen de momento angular electrónico (ver por ejemplo Gordy & Cook, 1984). La naturaleza del espectro de microondas de tales moléculas depende de su estado electrónico y del grado de acoplamiento entre los distintos momentos angulares (espín electrónico, momento angular orbital, y rotación molecular).

Si una molécula diatómica tiene momento angular orbital electrónico  $L \neq 0$ , debido a la simetría axial del campo eléctrico producido por el enlace químico en el que se mueven los electrones, éste se acoplará con el eje internuclear. Como resultado, el vector  $\vec{L}$  no estará fijo en el espacio sino que “precesará” rápidamente alrededor del eje internuclear, y no será una constante del movimiento. Sin embargo, si que es una constante del movimiento la componente del momento angular orbital a lo largo del eje del enlace cuyo valor es  $hM_L$  y donde  $M_L$  puede tomar sólo los valores:

$$M_L = L, L - 1, L - 2, \dots, -L \quad (C.1)$$

En el interior de un campo eléctrico, así como en un campo magnético, el cambio de sentido en las direcciones del movimiento de los electrones, no altera el estado energético del sistema, pero sin embargo cambia la proyección del momento angular orbital de  $M_L$  a  $-M_L$ . Así pues, en las moléculas diatómicas, los estados que se diferencian únicamente en el signo de  $M_L$  tienen la misma energía (es decir, son “degenerados”). Por otra parte, estados con diferente  $|M_L|$  tienen en general diferentes valores de la energía ya que el campo eléctrico que produce el desdoblamiento es muy fuerte. Si la fuerza del campo eléctrico aumenta,  $\vec{L}$  “precesará” más deprisa alrededor del eje del campo y consecuentemente perderá su significado como “momento angular” mientras que su componente a lo largo del eje del enlace permanecerá bien definida. Es por tanto más conveniente clasificar los estados electrónicos de las moléculas diatómicas de acuerdo con el valor de  $|M_L|$ , que de acuerdo con el valor de  $L$ . Convencionalmente, la magnitud de la proyección del momento angular orbital es designada mediante la letra griega  $\Lambda$  y toma los valores:

$$\Lambda = |M_L| = 0, 1, 2, \dots, L \quad (\text{C.2})$$

El correspondiente vector de momento angular orbital  $\vec{A}$  representa la componente del momento angular orbital de los electrones a lo largo del eje internuclear.

Así en la molécula, por cada valor de  $L$ , hay  $L + 1$  estados distintos con diferente energía.

Aquellas moléculas para las cuales  $\Lambda = 0$  se dice que se encuentran en el estado  $\Sigma$ ; para aquellas en las que  $\Lambda = 1$  se dice que se encuentran en el estado  $\Pi$ ; si  $\Lambda = 2$  se dice que tiene estados  $\Delta$ , y así sucesivamente. Los estados  $\Pi$ ,  $\Delta$ ,  $\Phi$ , ... están doblemente degenerados ya que  $M_L$  puede tomar los valores  $+\Lambda$  y  $-\Lambda$ ; los estados  $\Sigma$  son no degenerados.

Una investigación más cercana de la estructura fina de las bandas electrónicas, muestra en muchos casos una *estructura de multiplete* en la banda, en las líneas individuales o bien en ambas. Al igual que en el caso de los átomos, este desdoblamiento es debido al "spín electrónico".

Los spines de los electrones forman un spín resultante denotado por  $\vec{S}$  al cual le corresponde un número cuántico  $S$  que es entero o semi-entero dependiendo de si el número de electrones en la molécula es par o impar. En los estados  $\Sigma$  como el spín resultante  $\vec{S}$  no está afectado por un campo eléctrico, está fijo en el espacio mientras que la molécula no rote y mientras no exista un campo magnético externo. Por otra parte, si  $\Lambda \neq 0$  (estados  $\Pi$ ,  $\Delta$ , ...), hay un campo magnético interno en la dirección del eje internuclear debido al movimiento orbital de los electrones. Este campo magnético causa una "precesión" del vector  $\vec{S}$  alrededor de la dirección del campo. A la componente de  $\vec{S}$  a lo largo del eje se la denota mediante el vector  $\vec{\Sigma}$ , siendo su magnitud, en unidades de  $\hbar$ , medida por el número cuántico  $\Sigma$  (no confundir con el estado  $\Sigma$ ). Sus posibles valores son:

$$\Sigma = S, S - 1, \dots, -S \quad (\text{C.3})$$

Es decir hay  $2S + 1$  valores posibles. En contraste con  $\Lambda$ , el número cuántico  $\Sigma$  puede ser positivo o negativo y no está definido para estados con  $\Lambda = 0$ , es decir estados  $\Sigma$ .

El momento angular total de los electrones resultante a lo largo del eje de la molécula se denota por  $\vec{\Omega}$  y se obtiene de la adición de los vectores  $\vec{A}$  y  $\vec{\Sigma}$ , y así para el número cuántico asociado al momento angular resultante alrededor del eje entre núcleos tendremos:

$$\Omega = |\Lambda + \Sigma| \quad (\text{C.4})$$

Si  $\Lambda \neq 0$  y de acuerdo con C.3, hay  $2S + 1$  valores diferentes de  $\Lambda + \Sigma$  para un valor dado de  $\Lambda$ . Como consecuencia de la interacción de  $\vec{S}$  con el campo magnético producido por  $\vec{A}$ , estos valores diferentes de  $\Lambda + \Sigma$  corresponden a distintos valores de la energía para los estados moleculares resultantes. Así un término electrónico con un  $\Lambda \neq 0$  se desdobra en un *multiplete* de  $2S + 1$  componentes. Por otra parte, si  $\Lambda = 0$  no hay campo magnético en la dirección del eje internuclear (el número cuántico  $\Sigma$  no está definido) y por tanto no hay desdoblamiento del nivel energético de la molécula. Los estados  $\Sigma$  son "simples" mientras que la molécula no rote. No obstante, a la cantidad  $2S + 1$  se le denomina *multiplicidad* del estado independientemente de que  $\Lambda$  tome o no el valor 0.

De igual manera a lo que se hace para átomos, por nomenclatura, la multiplicidad  $2S + 1$  se añade al símbolo que representa al estado electrónico como un superíndice, y además el valor



de  $\Lambda + \Sigma$  se añade como subíndice. Así por ejemplo, el estado  $^3\Delta$  tiene las componentes  $^3\Delta_3$ ,  $^3\Delta_2$  y  $^3\Delta_1$ .

## C.2 Acoplamiento entre la rotación molecular y el movimiento de los electrones

Hasta ahora se ha tenido en cuenta el movimiento de los electrones en el campo eléctrico creado por dos núcleos fijos y no hemos considerado el hecho de que tanto la vibración como la rotación molecular tiene lugar simultáneamente al movimiento de los electrones. La interacción entre el movimiento de los electrones y la vibración molecular es esencial a la hora de calcular los niveles vibracionales de una molécula así como para ajustar la curva de potencial de un estado electrónico puesto que esta curva representa la dependencia de la energía electrónica frente a la distancia internuclear. La influencia de la rotación molecular en la vibración molecular es evidente ya que la primera introduce un término de distorsión centrífuga en la energía de la molécula que perturba ligeramente los niveles de energía vibracionales (ver por ejemplo Herzberg). Vamos a considerar ahora la influencia que tienen entre sí la rotación molecular y el movimiento de los electrones: es decir vamos a encontrar que números cuánticos pueden describir los niveles rotacionales de los distintos estados electrónicos y como sus energías dependen de estos números cuánticos.

### C.2.1 La aproximación de Hund. El “caso b”

Los diferentes momentos angulares en una molécula (el espín electrónico, el momento angular orbital de los electrones, el momento angular de la rotación nuclear) forman una resultante que se designa como  $\vec{J}$ , al igual que en el caso de los átomos (en ambos casos no se tiene en cuenta el espín nuclear). Si el espín  $\vec{S}$  y el momento angular orbital  $\vec{L}$  son cero (es decir, si tenemos un estado  $^1\Sigma$ ) el momento angular de la rotación es idéntico al momento angular total  $\vec{J}$  y tendríamos el caso del rotor simple (ver por ejemplo Herzberg, 1950). En todos los demás casos hay que distinguir entre las diferentes maneras que tienen de acoplarse los distintos momentos angulares y estudiar los llamados “casos o acoplamientos de Hund”. Dado que CN es un prototipo del denominado “caso b”, en este desarrollo nos restringiremos a exponer únicamente dicho modelo. Un estudio detallado de éste y demás casos puede ser encontrado en cualquier libro de física molecular (Herzberg, 1950; Gordy & Cook, 1984, por ejemplo).

En el “caso b” de los modelos de Hund el espín electrónico se acopla más fuertemente a  $\vec{N} = \vec{L} + \vec{O}$  (donde  $\vec{O}$  es vector momento angular de rotación de la molécula) que al eje molecular (“caso a” de los acoplamientos de Hund).  $\vec{L}$ , sin embargo, continúa fuertemente acoplado al eje de la molécula.

En la figura C.1 se presenta el diagrama de vectores para este caso:  $\vec{L}$  precesiona rápidamente alrededor del eje de la molécula.  $\vec{A}$  se suma a  $\vec{O}$  para formar el momento orbital total  $\vec{N}$ , y éste junto con  $\vec{S}$  se suman formando  $\vec{J}$ , alrededor del cual precesionan.

El momento de spin electrónico se acopla usualmente con el eje de la molécula mediante el acoplamiento espín–órbita (el espín se acopla a  $\vec{A}$  preferiblemente que al propio eje). Sin embargo para moléculas en las que  $\Lambda = 0$ , este acoplamiento es pequeño y es en ellas en las que típicamente se da el “caso b” del acoplamiento de Hund.

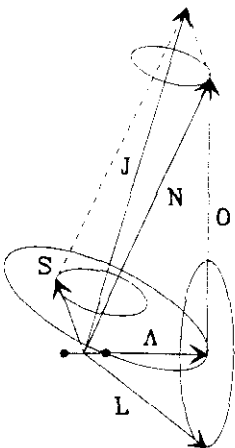


Figura C.1: Diagrama de vectores para el acoplamiento entre momentos angulares en el “caso b” de la aproximación de Hund.

Cuando  $\Lambda = 0$ , el vector  $\vec{N}$  definido para el caso general como la composición de los vectores  $\vec{O}$  (momento angular de la rotación de la molécula) y  $\vec{A}$  (momento angular orbital electrónico) es igual a  $\vec{O}$ , y para moléculas en estado de multiplete  $\Sigma$ , el espín se acopla con  $\vec{N}$ , que ahora es perpendicular al eje que conecta los núcleos, para formar el eje de rotación  $\vec{J}$  (ver figura C.2). Los números cuánticos son ahora:

$$N = \Lambda, \Lambda + 1, \Lambda + 2, \dots \tag{C.5}$$

y

$$J = N + S, N + S - 1, N + S - 2, \dots, |N - S| \tag{C.6}$$

C.2.2 Moléculas en el estado  $^2\Sigma$

Las moléculas que tienen espín electrónico pero no momento angular orbital y no tienen tampoco un fuerte acoplamiento con el momento angular de los núcleos, pueden estudiarse bajo el “caso b” de la aproximación de Hund. El espín se acopla con el eje de la rotación a través de la interacción del momento magnético de espín con el débil momento magnético generado por la rotación de la molécula. En una buena aproximación, este campo es directamente proporcional al momento angular de la rotación de la molécula  $\vec{N}$ , y el momento magnético de espín es  $g_s\beta\vec{S}$ . Cuando hay más de un electrón desapareado en la molécula, los spines individuales se acoplan para formar un espín resultante mayor que  $\frac{1}{2}$  y resultando estados de multiplete más grandes que los estados de doblete  $\Sigma$  aquí considerados.

El operador Hamiltoniano para la molécula en el estado  $^2\Sigma^+$ , incluyendo el término de interacción espín–rotación y el primer término de la perturbación producida por la distorsión

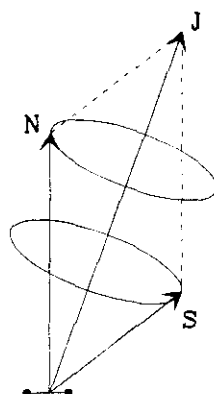


Figura C.2: Diagrama de vectores para el acoplamiento entre momentos angulares en el “caso b” de la aproximación de Hund para moléculas en el estado  $\Sigma$ .

centrífuga, pero no las interacciones nucleares, puede ser expresado como:

$$H = B_v \vec{N}^2 - D_v \vec{N}^4 + \gamma_v \vec{N} \cdot \vec{S} \quad (\text{C.7})$$

Donde  $\vec{N}$  es el operador rotación,  $\vec{S}$  el operador del momento angular de los electrones,  $B_v$  es la constante rotacional,  $D_v$  es la constante de distorsión centrífuga y  $\gamma_v$  es la constante de acoplamiento entre los momentos angulares de espín y de rotación para el estado vibracional  $v$ . Si no se considera el momento angular debido a los núcleos, el momento angular total  $\vec{J}$  es el vector suma de los momentos  $\vec{N}$  y  $\vec{S}$ . Del diagrama vectorial de la figura C.2 obtenemos la relación:

$$\vec{J}^2 = \vec{N}^2 + \vec{S}^2 + 2\vec{S} \cdot \vec{N} \quad (\text{C.8})$$

y así

$$\vec{S} \cdot \vec{N} = \frac{1}{2}(\vec{J}^2 - \vec{N}^2 - \vec{S}^2) \quad (\text{C.9})$$

y por tanto el Hamiltoniano puede escribirse como:

$$H = (B_v - D_v \vec{N}^2) \vec{N}^2 + \frac{1}{2} \gamma_v (\vec{J}^2 - \vec{N}^2 - \vec{S}^2) \quad (\text{C.10})$$

Para el modelo de acoplamiento del “caso b” de la aproximación de Hund el hamiltoniano C.10, es diagonal en  $J$ ,  $N$ ,  $S$ , y los elementos de la diagonal tienen energías:

$$E_{J,N,S} = B_v N(N+1) - D_v N^2(N+1)^2 + \frac{1}{2} \gamma_v [J(J+1) - N(N+1) - S(S+1)] \quad (\text{C.11})$$

donde los números cuánticos toman los valores:

$$N = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$S = \pm \frac{1}{2}$$

$$J = N + \frac{1}{2} \text{ y } N - \frac{1}{2}$$

y las reglas de selección para las transiciones rotacionales dipolares eléctricas son:

$$\Delta N = \pm 1 \text{ y } \Delta J = 0, \pm 1.$$

La transición rotacional más baja,  $N = 0 \rightarrow 1$ , es un doblete; las transiciones más altas son tripletes, sin embargo, la componente  $\Delta J = 0$  es débil y su intensidad disminuye al aumentar  $N$  por lo que sólo es posible detectar el doblete correspondiente a  $\Delta J = 1$  en las transiciones con número cuántico  $N$  elevado.

### C.2.3 Estructura magnética hiperfina. Esquemas de acoplamiento

Aunque la estructura hiperfina debida al momento magnético dipolar de los núcleos no es tan importante en los espectros moleculares como la debida al momento cuadrupolar eléctrico de los núcleos, no es por menos despreciable.

En aquellas moléculas en las que este efecto es considerable, en adición al momento angular electrónico que se acopla al eje de la molécula o al momento de la rotación molecular según los distintos casos del acoplamiento de Hund, hay que considerar el momento del espín nuclear.

El espín nuclear puede acoplarse de diversas maneras con los distintos momentos angulares de la molécula dando lugar nuevamente a diferentes casos. Estas clases de acoplamiento producen una subdivisión de los acoplamientos de Hund introduciendo un subíndice  $\alpha$ , cuando el espín nuclear se acopla con el eje de la molécula, o  $\beta$  cuando el espín nuclear no se acopla con el eje molecular sino con cualquier otro vector.

aproximación de Hund, en

En el “caso b” de la aproximación de Hund, en el cual el espín electrónico no está acoplado con el eje molecular, es muy improbable que el espín nuclear se acople con el eje internuclear ya que la interacción entre el débil momento magnético nuclear y el resto de los momentos de la molécula es inferior a la existente entre el momento electrónico y el resto de los momentos moleculares. Así pues, es de esperar que sólo exista el “caso  $b_\beta$ ”. Ahora bien, en esta situación tenemos una nueva subdivisión (ver figura C.3):

- Caso  $b_{\beta N}$ :  $\vec{N}$  e  $\vec{I}$  se acoplan para formar  $\vec{F}_1$ , después  $\vec{F}_1$  y  $\vec{S}$  forman el momento total  $\vec{F}$ .
- Caso  $b_{\beta S}$ :  $\vec{S}$  e  $\vec{I}$  se acoplan para formar  $\vec{F}_2$ , después  $\vec{F}_2$  y  $\vec{N}$  se acoplan dando lugar a el vector  $\vec{F}$ .
- Caso  $b_{\beta J}$ :  $\vec{N}$  y  $\vec{S}$  se acoplan para formar  $\vec{J}$ , y después  $\vec{J}$  e  $\vec{I}$  forman el momento total  $\vec{F}$ .

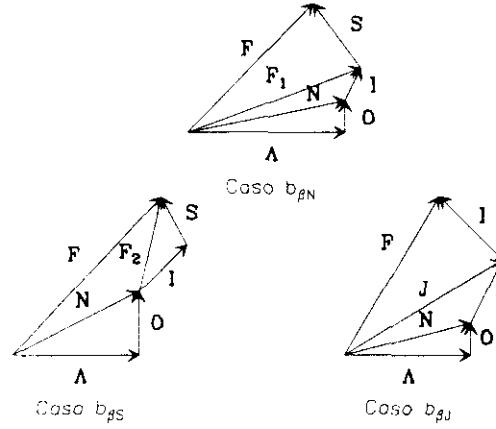


Figura C.3: Esquemas de los acoplamientos entre el spín nuclear y el resto de los momentos angulares de la molécula para el “caso b” de Hund

Hay que hacer notar que el subíndice se ha añadido para designar, siguiendo el esquema de los acoplamientos, el vector al cual  $\vec{I}$  se ha acoplado. De estos tres últimos casos el primero,  $b_{\beta N}$ , es muy poco común debido a que el momento magnético asociado al spín de los electrones es más grande que el asociado al spín nuclear y por tanto resulta más sencillo acoplarse a  $\vec{N}$  que al momento magnético nuclear. Es el tercer caso,  $b_{\beta J}$ , el más común siendo además CN uno de sus prototipos.

### C.3 CN

El Hamiltoniano del estado  $v = 0$   $^2\Sigma$  de CN puede ser aproximado por la expresión (Townes & Schawlow, 1955):

$$H = [B_0 - N(N+1)D_0]\vec{N}^2 + \gamma_0\vec{N} \cdot \vec{S} + b_0\vec{I} \cdot \vec{S} + c_0I_zS_z + H_q \quad (\text{C.12})$$

En donde  $\vec{N}$  es el momento angular de rotación,  $\vec{S}$  ( $S = 1/2$ ) es el spín del electrón,  $\vec{I}$  ( $I = 1$ ) el spín nuclear y  $H_q$  el término del cuadrupolo eléctrico. Los valores de las constantes moleculares se especifican en la tabla C.1 (Valores determinados por Dixon & Woods, 1977).

	$\mu$ (D)	$\mu_{IR}$	$B_0$	$D_0$ (MHz)	$\gamma_0$	$b_0$	$c_0$	eq Q
CN	1.45	0.07	56693.48	0.192	217.488	-33.967	60.322	-1.287

Tabla C.1: Constantes moleculares del CN.

Los estados  $^2\Sigma$  pertenecen al “caso b” de la aproximación de Hund lo que permite el despreciar cualquier acoplamiento entre estados con diferente  $N$ .

Los coeficientes de Einstein están dados por la fórmula habitual para las transiciones entre estados puros  $(N, J, F)$  en acoplamiento de Hund puro  $b_{\beta J}$ :

$$A_{N J F \rightarrow N' J' F'} = 1.16 \times 10^{-5} \mu(\text{D})^2 (\nu / 100 \text{GHz})^3 R \quad (\text{C.13})$$

donde

$$R = (2F' + 1)(2J + 1)(2J' + 1) \left\{ \begin{matrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{matrix} \right\}^2 \left\{ \begin{matrix} N & N' & 1 \\ J' & J & S \end{matrix} \right\}^2 N \quad (\text{C.14})$$

Es de esperar que el acoplamiento  $b_{\beta J}$  no sea puro ya que la condición  $b_0, c_0 \ll \gamma_0$  no se cumple por completo y  $J$  no es, realmente, un buen número cuántico. Usualmente se adopta la notación “ $N J F$ ” para los autovalores del Hamiltoniano  $H$ , aunque sin embargo un estado puro  $(N J F)$  está mezclado con otra componente  $(N J \pm 1 F)$  vía los elementos de matriz  $\langle N J F | H | N J \pm 1 F \rangle$  cuyo valor es proporcional a  $(b_0 + c_0/2)$  (Radford, 1964). Debido al valor de las constantes  $b_0$  y  $c_0$  (ver tabla C.1), este factor para el CN es prácticamente nulo y por tanto la desviación del acoplamiento  $b_{\beta J}$  puro no excede un pequeño porcentaje y es sólo importante en los cálculos de frecuencias a la hora de tener en cuenta la superposición de las líneas de CN. En la tabla C.2 se especifican los valores de los coeficientes  $A_{ij}$  calculados a través de las ecuaciones C.13 y C.14. Finalmente, en la figura C.4 se presenta un esquema de los niveles de energía del CN.

$i - j$	$N$	$J$	$F$	—	$N'$	$J'$	$F'$	$\nu_{ij}(\text{MHz})$	$A_{ij}(10^{-6}\text{s}^{-1})$	$g_i$	$I_{\text{rel}}$
3-2	1	1/2	1/2	—	0	1/2	1/2	113123.83	1.31	2	2.6
3-1	1	1/2	1/2	—	0	1/2	3/2	113144.19	10.50	2	21.0
4-2	1	1/2	3/2	—	0	1/2	1/2	113170.54	5.26	4	21.0
4-1	1	1/2	3/2	—	0	1/2	3/2	113191.33	6.57	4	26.3
6-2	1	3/2	3/2	—	0	1/2	1/2	113488.14	6.63	4	26.5
5-1	1	3/2	5/2	—	0	1/2	3/2	113490.99	11.93	6	71.6
7-2	1	3/2	1/2	—	0	1/2	1/2	113499.65	10.60	2	21.2
6-1	1	3/2	3/2	—	0	1/2	3/2	113508.93	5.30	4	21.2
7-1	1	3/2	1/2	—	0	1/2	3/2	113520.34	1.33	2	2.7

Tabla C.2: Frecuencias ( $\nu_{ij}$ ), probabilidades de transición ( $A_{ij}$ ), pesos estadísticos ( $g_i$ ) del estado superior e intensidades relativas ( $I_{\text{rel}}$ ) de las transiciones entre los niveles  $i - j$  para el CN.

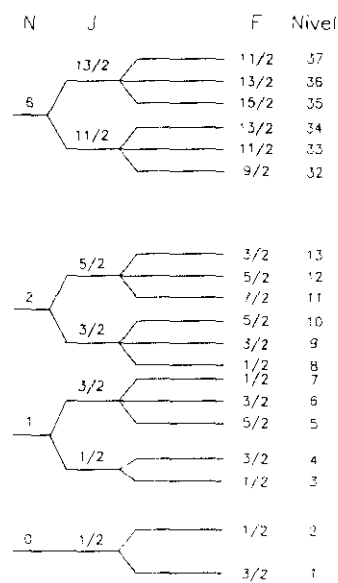


Figura C.4: Diagrama de niveles de energía para el CN. Los niveles se encuentran numerados en orden creciente de energías.





# Bibliografía

- [1] Aitken, D.K., Bailey, J.A., Roche, P.F., Hough, J.M.: 1985, MNRAS 215, 815.
- [2] Allen, M., Knapp, G.R.: 1978, ApJ 225, 843.
- [3] Andersson, M.: 1985, en “Proc. of ESO–IRAM–ONSALA Workshop on (Sub)millimeter Astronomy”, p. 353, Aspenås, Sweden, ed. P.A. Shaver, K. Kjär.
- [4] André, P., Martín–Pintado, J., Despois, D., Montemerle, T.: 1990, A & A 236, 180.
- [5] André, P., Ward–Thompson, D., Barsony, M.: 1993, ApJ 406, 122.
- [6] Baade, W., Minkowski, R.: 1937, ApJ 86, 119.
- [7] Baars, J.W.M., Hooghoudt, B.G., Mezger, P.G., Jonge, M.J.: 1987, A & A 175, 319.
- [8] Bachiller, R., Cernicharo, J.: 1990, A & A 239, 276.
- [9] Bachiller, R., Cernicharo, J., Martín–Pintado, J., Tafalla, M., Lazareff, B.: 1990, A & A 231, 174.
- [10] Bachiller, R., Martín–Pintado, J., Planesas, P.: 1991, A & A 251, 639.
- [11] Bachiller, R., Gómez–González, J.: 1992, A & AR 3, 257.
- [12] Bachiller, R., Terebey, S., Jarrett, T., Martín–Pintado, J., Beichman, C.A., Van Buren, D.: 1994, ApJ 437, 296.
- [13] Bally, J., Lada, C.J.: 1983, ApJ 265, 824.
- [14] Bally, J., Lane, A.P.: 1991, en “The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution”, p. 471, ed. C.J. Lada, Nikolaos D. Kylafis, Dordrecht: Kluwer.
- [15] Bally, J., Langer, W.D., Stark, A.A., Wilson, R.W.: 1987, ApJ Let 312, L45.
- [16] Balick, B., Gammon, R.H., Hjellming, R.M.: 1974, PASP 86, 616.
- [17] Barret, A.H., Ho, P.T.P., Myers, P.C.: 1977, ApJ 211, L39.
- [18] Bastien, P., Bieging, J., Henkel, C., Martin, R.N., Pauls, T., Walmsley, C.M., Wilson, T.L., Ziurys, L.M.: 1984, A & A 98, L4.

- [19] Bastien, P., Batria, W., Henkel, C., Pauls, T., Walmsley, C.M., Wilson, T.L.: 1985, A & A 146, 86.
- [20] Batria, W., Wilson, T.L., Bastien, P., Ruf, K.: 1983, A & A 128, 279.
- [21] Baud, B., Wouterloot, J.G.: 1980, A & A 90, 297.
- [22] Beck, S.C., Bloemhof, E.E., Serabyn, E., Townes, C.H., Tokunaga, A.T., *et al.*: 1982, ApJ Let 253, L83.
- [23] Becklin, E.E., Neugebauer, G.: 1967, ApJ 147, 799.
- [24] Beckwith, S., Persson, S.E., Neugebauer, G., Becklin, E.E.: 1978, ApJ 223, 464.
- [25] Beckwith, S., Evans, N.J., Gatley, I., Gull, G., Russell, R.W.: 1983, apj 264, 152.
- [26] Bedjin, P.J., Tenorio-Tagle, G.: 1981, A & A 98, 85.
- [27] Beichman, C.A.: 1988, ApJ Let , commun. 27, 67.
- [28] Blaauw, A.: 1964, ARA & A 2, 213.
- [29] Blair, G.N., Peters, W.L., Vanden Bout, P.A.: 1975, ApJ Let 200, L161.
- [30] Blake, G.A., Sutton, E.C., Mason, C.R., Phillips, T.G.: 1987, ApJ 315, 621.
- [31] Blitz, L.: 1990, en "The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution", p. 3, ed. Charles J. Lada, Nikolaos D. Kylafis, Dordrecht: Kluwer.
- [32] Blondin, J.M., Fryxell, B.A., Königl, A.: 1990, ApJ 360, 370.
- [33] Bodenheimer, P., Tenorio-Tagle, G., Yorke, H.W.: 1979, ApJ 233, 85.
- [34] Boreiko, R.T., Betz, A.L., Zmuidzinas, J.: 1989, ApJ 337, 332.
- [35] Boreiko, R.T., Betz, A.L.: 1989, ApJ Let 346, L97.
- [36] Borgman J., Blaauw, A.: 1964, Bull. Astron. Inst. Neth. 17, 358.
- [37] Brand, P.W.J.L., Moorhouse, A., Burton, M.G., Geballe, T.R., Bird, M., Wade, R.: 1988, ApJ Let 334, L103.
- [38] Brand, P.W.J.L., Toner, M.P., Geballe, T.R., Webster, A.S., Williams, P.M., Burton, M.G.: 1989, MNRAS 236, 929.
- [39] Brown, P.D., Charnley, S.B., Millar, T.J.: 1988, MNRAS 231, 409.
- [40] Burton, W.B.: 1976, ARA & A 14, 275.
- [41] Cabrit, S., Bertout, C.: 1990, ApJ 348, 530.
- [42] Cantó, J., Goudis, C., Johnson, P.G., Meaburn, J.: 1980, A & A 85, 128.

- [43] Cantó, J., Rodríguez, L.F., Barral, J.F., Carral, P.: 1981, *ApJ* 244, 102.
- [44] Casoli, F., Combes, F.: 1982, *A & A* 110, 287.
- [45] Castañeda, H.O.: 1988, *ApJS* 67, 93.
- [46] Cernicharo, J., Thum, C., Hein, H., John, D., García, P., Mاتیoco, F.: 1990a, *A & A* 231, L15.
- [47] Cernicharo, J.: 1990, en "The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution", p. 287, ed. Charles J. Lada, Nikolaos D. Kylafis, Dordrecht: Kluwer.
- [48] Chandrasekhar, S.: 1981, "Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability", Dover Publications, Inc. New York.
- [49] Chernoff, D.F., Hollenbach, D.J., McKee, C.F.: 1982, *ApJ Let* 259, L97.
- [50] Choe, S.U.: 1988, *J. Korean Earth Sciences Soc.*, 9, 217.
- [51] Churchwell, E., Winnewisser, G., Walmsley, C.M.: 1978, *A & A (Paper 1)* 67, 139.
- [52] Churchwell, E.: 1980, *ApJ* 240, 811.
- [53] Churchwell, E.: 1990, *A & AR* 2, 79.
- [54] Clark, F.O., Buhl, D., Snyder, L.E.: 1974, *ApJ* 190, 545.
- [55] Clark, F.O., Brown, R.D., Godfrey, P.D., Storey, J.W.V., Johnson, D.R.: 1976, *ApJ Let* 210, L139.
- [56] Cohen, M., Kuhl, L.V.: 1979, *ApJS* 41, 743.
- [57] Cohen, R.J., Matthews, N., Few, R.W., Booth, R.S.: 1983, *MNRAS* 203, 1123.
- [58] Crawford, D.L., Barnes, J.V.: 1966, *AJ* 71, 610.
- [59] Crawford, M.K., Lugten, J.B., Fitelson, W., Genzel, R., Melnick, G.: 1986, *ApJ Let* 303, L57.
- [60] Dickinson, D.F., Frogel, J.A., Persson, S.E.: 1974, *ApJ* 192, 347.
- [61] Dickinson, D.F., Gottlieb, C.A., Gottlieb, E.W., Litvak, M.M.: 1976, *ApJ* 206, 79.
- [62] Downes, D., Genzel, R., Becklin, E.E., Wynn-Williams, C.G.: 1981, *ApJ* 244, 869.
- [63] Doyon, R., Nadeau, D.: 1988, *ApJ* 334, 883.
- [64] Draine, B.T., Roberge, W.G.: 1982, *ApJ Let* 259, L91.
- [65] Drapatz, S., Haser, L., Hofmann, R., Oda, N., Iyengar, K.V.: 1983, *A & A* 128, 207.
- [66] Dreher, J.W., Welch, W.J.: 1981, *ApJ* 245, 857.

- [67] Dyck, H.M., Capps, R.W., Forrest, W.J., Gillett, F.C.: 1973, *ApJ Let* 183, L99.
- [68] Dyson, J.E.: 1975, *A & Spa. Sci.* 35, 229.
- [69] Elmegreen, B.G., Lada, C.J.: 1976, *AJ* 81, 1089.
- [70] Elmegreen, B.G., Lada, C.J.: 1977, *ApJ* 214, 725.
- [71] Elmegreen, B.G., Elmegreen, D.M.: 1986, *ApJ* 311, 554.
- [72] Elliot, K.H., Meaburn, J.: 1974, *A & A* 34, 473.
- [73] Erickson, N.R., Davis, J.H., Evans II, N.J., Loren, R.B., Mundy, L., Peters III, W.L., Scholtes, M., Vanden Bout, P.A.: 1980, en "I.A.U. Symp. No. 87 Interstellar Molecules", ed. B. Andrew, Dordrecht: Reidel.
- [74] Erickson, N.R., Goldsmith, P.F., Snell, R.L., Berson, R.L., Huguenin, G.R., *et al.*: 1982, *ApJ Let* 261, L103.
- [75] Evans, N.J., Morris, G., Sato, T., Zuckerman, B.: 1975, *ApJ* 199, 383.
- [76] Evans, N.J.: 1978, en "Protostars & Planets", p. 15, ed. T. Gehrels, Tucson: Univ. of Arizona press.
- [77] Felli, M., Churchwell, E., Wilson, T.L., Taylor, G.B.: 1993, *A & AS* 98, 137.
- [78] Freeman, A., Millar, T.J.: 1983, *Nature*, 301, 402.
- [79] Friberg P.: 1984 *A & A* 132, 265.
- [80] Fuente, A., Martín-Pintado, J., Cernicharo, J., Bachiller, R.: 1993, *A & A* 276, 473.
- [81] Fukui, Y., Sugitani, K., Takaba, H., Iwata, T., Mizuno, A., *et al.*: 1986, *ApJ Let* 311, L85.
- [82] Garden, R., Geballe, T.R., Gatley, I., Nadeau, D.: 1986, *MNRAS* 220, 203.
- [83] Gatley, I., Becklin, E.E., Matthews, K., Neugebauer, G., Penston, M.V., Scoville, N.Z.: 1974, *ApJ Let* 191, L121.
- [84] Gatley, I., Kaifu, N.: 1987, en "Astrochemistry", p. 153, ed. M.S. Vardya, S.P. Tarafdar, Dordrecht: Reidel.
- [85] Gatley, I., *et al.*: 1987b, *ApJ Let* 318, L73.
- [86] Gaume, R.A., Mutel, R.L.: 1987, *ApJS* 65, 193.
- [87] Geballe, T.R., Persson, S.E. Simon, T., Lonsdale, C.J., McGregor, P.J.: 1986, *ApJ* 302, 500.
- [88] Gehrz, R.D., Hackwell, J.A., Smith, J.R.: 1975, *ApJ Let* 202, L33.
- [89] Genzel, R., Downes, D.: 1977, *A & AS* 30, 145.

- [90] Genzel, R., Downes, D.: 1983, en "Highlights of Astronomy", ed. R. West, p.689, Dordrecht: Reidel.
- [91] Genzel, R., Reid, M.J., Moran, J.M., Downes, D.: 1981, ApJ 244, 884.
- [92] Genzel, R., Downes, D., Ho, P.T.P., Bieging, J.H.: 1982, ApJ Let 259, L103.
- [93] Genzel, R., Poglitsch, A., Stacey, G.J.: 1988, ApJ Let 333, L59.
- [94] Genzel, R., Stutzki, J.: 1989, ARA & A 27, 41.
- [95] Gordy, W., Cook, R.L.: 1984, "Microwave Molecular Spectra", ed. John Wiley & Sons, New York.
- [96] Gottlieb, C.A., Ball, J.A.: 1973, ApJ Let 184, L59.
- [97] Goudis, C.: 1982, "The Orion Complex: A Case of Study of Interstellar Matter", Astrophysics and Space Science Library, 90, ed. D. Reidel Publishing Company.
- [98] Graf, U.U., Genzel, R., Harris, A.L., Hills, R.E., Russell, A.P.G., Stutzki, J.: 1990, ApJ 358, L49.
- [99] Grasdalen, G.L., Gehr, R.D., Hackwell, J.A.: 1981, en "Infrared Astronomy", ed. C. G. Wynn-Williams, D. P. Cruikshank, p. 179, Dordrecht: Reidel.
- [100] Guélin, M.: 1988, en "Molecules in Physics, Chemistry, and Biology", Vol. II, 175, Ed: J. Maruani, Kluwer Academic Publishers.
- [101] Gwinn, C.R., Moran, J.M., Reid, M.J.: 1992 ApJ 393, 149.
- [102] Habing, H.J., Israel, F.P.: 1979, ARA & A 17, 345.
- [103] Hartquist, T.W., Oppenheimer, M., Dalgarno, A.: 1980, ApJ 236, 182.
- [104] Hartmann, L., MacGregor, K.B.: 1982, ApJ 259, 180.
- [105] Hasegawa, T., Kaifu N., Inatani, J., Morimoto M., Chikada Y., Hirabayashi, H., Iwashita, H., Morita, K.L., Tojo, A., Akabane, K.: 1984, ApJ 283, 117.
- [106] Hasegawa, T.: 1985, en "Star Forming Regions", p. 123, IAU Symposium 115, ed. M. Peimbert, J. Jugaku.
- [107] Hasegawa, T.: 1986, A & Spa. Sci. 118, 421.
- [108] Hasegawa, T.: 1987, en "Star Forming Regions", ed. M. Peimbert, J. Jugaku, p.123, Dordrecht: Reidel.
- [109] Harris, A.L., Townes, C.H., Matsakis, D.N., Palmer, P.: 1983, ApJ Let 265, L63.
- [110] Harvey, P.M., Gatley, I., Werner, M.W., Elias, J.H., Evans, N.J. *et al.*: 1974, ApJ Let 189, L87.

- [111] Hayashi, M., Hasegawa, T., Gatley, I., Garden, R., Kaifu, N.: 1985, MNRAS 215, 31p.
- [112] Herbig, G.H.: 1962, Adv. Astron. Astrophys. 1, 47.
- [113] Herbig, G.H.: 1974, PASP 86, 604.
- [114] Herbig, G.H., Terndrup, D.M.: 1986, ApJ 307, 609.
- [115] Herbst, E., Klemperer, W.: 1973, ApJ 185, 505.
- [116] Herbst, E., Leung, C.M.: 1990, A & A 233, 177.
- [117] Hermsen, W., Wilson, T.L., Bieging, J.H.: 1988a, A & A 201, 276.
- [118] Hermsen, W., Wilson, T.L., Walmsley, C.M., Henkel, C.: 1988b, A & A 201, 285.
- [119] Hester, J., Gilmozzi, R., O'Dell, C.R., Faber, S.M., Campbell B., Code, Holtzman, J.A., Kelsall, T., Lauer, T.R., Ligth, R.M., Lynds, R., O'Neil, E.J., Shaya, E.J., Westphal, J.A.: 1991, ApJ Let 369, L75.
- [120] Herzberg, G.: 1950, "Molecular Spectra and Molecular Structure I. Spectra of Diatomic Molecules", ed. D. van Nostrand, Princeton.
- [121] Hjalmarson, Å.: 1985, en "Proc. of ESO-IRAM-ONSALA Workshop on (Sub)millimeter Astronomy. Aspenäs (Sweden), ed. P.A. Shaver and K. Kjär, p. 285.
- [122] Ho, P.T.P., Barret, A.H.: 1978, ApJ Let 224, L23.
- [123] Ho, P.T.P., Barret, A.H., Myers, P.C., Matsakis, D.M., Cheung, A.C., *et al.*: 1979, ApJ 234, 912.
- [124] Hollenbach, D.J., Chernoff, D.F., McKee, C.F.: 1989, en "Infrared Spectroscopy in Astronomy", Ed: M. Kessler, ESA Pub.
- [125] Hollenbach, D.J., Jhonstone, D., Lizano, S., Shu, F.: 1994, ApJ 428, 654.
- [126] Hough, J.H., Axon, D.J., Burton, M.G., Gatley, I., Sato, S., *et al.*: 1986, MNRAS 209, 465.
- [127] Huges, V.A., Viner, M.R.: 1976, ApJ 204, 55.
- [128] Huggins, P.J., Glassgold, A.E.: 1982, ApJ 252, 201.
- [129] Huntress, W.T.: 1977, ApJS 33, 495.
- [130] Iglesias, E.: 1977, ApJ 218, 697.
- [131] Israel, F.P.: 1976, Ph.D. Thesis, University of Leiden.
- [132] Israel, F.P.: 1978, A & A 70, 769.
- [133] Jaffe, D.T., Davidson, J.A., Dragovan, M., Hildebran, R.H.: 1984, ApJ 284, 637.

- [134] Johannsson, L.E.B., Andersson, C., Elldér, J., Friberg, P., Hjalmarson, Å., Höglund, B., Irvine, W.M., Olofsson, H., Rydbeck, G.: 1984, *A & A* 130, 227.
- [135] Johnson, H.L., Hiltner, W.A.: 1956, *ApJ* 123, 267.
- [136] Johnson, J.J., Gehrz, R.D., Jones, T.J., Hackwell, J.A., Grasdalen, G.L.: 1990, *AJ* 100, 518.
- [137] Johnston, K.J., Palmer, P., Wilson, T.L., Biegging, J.H.: 1983, *ApJ Let* 271, L89.
- [138] Johnston, K.J., Gaume, R., Stolovy, S., Wilson, T.L., Walmsley, C.M., Menten, K.M.: 1992, *ApJ* 385, 232.
- [139] Jones, B.F., Walker, M.F.: 1985, *AJ* 90(7), 1320.
- [140] Jones, B.F., Walker, M.F.: 1988, *AJ* 95, 1755.
- [141] Kaufman, F.: 1969, *Ann. Rev. Phys. Chem.* 20, 45.
- [142] Keene, J., Hildebrand, R.H., Whitcomb, S.E.: 1982, *ApJ Let* 252, L11.
- [143] Kleinmann, D.E., Low, F.J.: 1967, *ApJ Let* 149, L1.
- [144] Koo, B.: 1989, *ApJ* 337, 318.
- [145] Königl, A.: 1982, *ApJ* 261, 115.
- [146] Knapp, G.R., Phillips, T.G., Huiggins, P.J., Redman, R.O. : 1981, *ApJ* 250, 201.
- [147] Ku, W.H., Righini-Cohen, G., Simon, M.: 1982 *Science* 215, 61.
- [148] Kuiper, T.B.H., Zuckerman, B., Rodríguez-Kuiper, E.N.: 1981 *ApJ* 251, 88.
- [149] Kutner, M., Thaddeus, P., Jefferts, K.B., Penzias, A.A., Wilson, R.W.: 1971, *ApJ Let* 164, L49.
- [150] Kutner, M., Thaddeus, P.: 1971, *ApJ Let* 168, L67.
- [151] Kutner, M.L., Evans II, N.J., Tucker, K.D.: 1976, *ApJ* 209, 452.
- [152] Kutner, M.L., Tucker, K.D., Chin, G., Thaddeus, P.: 1977, *ApJ* 215, 521.
- [153] Kwan, J., Scoville, N.Z.: 1976, *ApJ Let* 210, L39.
- [154] Lada, C.J.: 1985, *ARA & A* 23, 267.
- [155] Lada, C.J.: 1987, en "Star Forming Regions", ed. M. Peimbert, J. Jugaku, p. 1. Dordrecht: Reidel.
- [156] Lada, E.: 1989, PhD. Tesis. Universidad de Texas, Austin.

- [157] Lane, A.P.: 1989, en "Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects", ESO Workshop Proceedings 33, 331, ed. Bo Reipurth.
- [158] Lee, J.T., Beattie, D.H., Geballe, T.R., Pickup, D.A.: 1983, *A & A* 127, 417.
- [159] Lemke, D., Harris, A.W.: 1979, *Naturwissenschaften* 66, 73.
- [160] Lesh, J.R.: 1968, *ApJ* 152, 905.
- [161] Levreault, R.M.: 1988, *ApJS* 67, 283.
- [162] Lichtin, D.A., Lin, M.C.: 1986, *Chem. Phys.*, 104, 325.
- [163] Lin, C.C., Shu, F.H.: 1964, *ApJ* 140, 646.
- [164] Liszt, H.S., Wilson, R.H., Penzias, A.A., Jefferts, Wannier, P.G., Solomon, P.M.: 1974, *A & A* 190, 557.
- [165] Liszt, H.S., Linke, R.A.: 1975, *ApJ* 196, 709.
- [166] Lizano, S., Heiles, C., Rodríguez, L.F., Koo, B., Shu, F.H., Hasegawa, T., Hayashi, S., Mirabel, I.F.: 1988, *ApJ* 328, 763.
- [167] Lockhart, I.A., Goss, W.M.: 1978, *A & A* 67, 355.
- [168] Loken, C., Burns, J.O., Clarke, D.A., Norman, M.L.: 1992, *ApJ* 392, 54.
- [169] Loren, R.B.: 1979, *ApJ Let* 234, L207.
- [170] Lonsdale, C.J., Becklin, E.E., Lee, T.J., Stewart, J.M.: 1982, *AJ* 87(12), 1819.
- [171] Lhuman, M.L., Jaffe, D.T., Keller, L.D., Soojong Pak: 1994, *ApJ Let* 436, L185.
- [172] Lynds, B.T.: 1962, *ApJS* 7, 1.
- [173] Mac Low, M.-M., McCray, R.: 1988, *ApJ* 324, 776.
- [174] Mac Low, M.-M., Elitzur, M.: 1992, *ApJ Let* 393, L33.
- [175] Maddalena, R.J., Morris, M., Moscovitz, J., Thaddeus, P.: 1986, *ApJ* 303, 375.
- [176] Margulis, M., Lada, C.J.: 1985, *ApJ* 299, 925.
- [177] Margulis, M., Snell, R.L.: 1989, *ApJ* 343, 779.
- [178] Martín-Pintado, J., Wilson, T.L., Johnston, K., Henkel, C.: 1985, *ApJ* 299, 386.
- [179] Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., Bachiller, R.: 1990, *ApJ Let* 357, L47.
- [180] Martín-Pintado, J., Bachiller, R., Fuente, A.: 1992, *A & A* 254, 315.
- [181] Martín-Pintado, J., Fuente, A., Bachiller, R.: 1995, en preparación.



- [182] Mathews, W.G.: 1965, *ApJ* 142, 1120.
- [183] Masson, C.R., Berge, G.L., Claussen, M.J., Heliligman, G.M., Leighton, R.B., *et al.*: 1984, *ApJ Let* 283, L37.
- [184] Masson, C.R., Claussen, M.J., Lo, K.Y., Moffett, A.T., Phillips, T.G., *et al.*: 1985, *ApJ Let* 295, L47.
- [185] Masson, C.R., Lo, K.Y., Phillips, T.G., Sargent, A.I., Scoville, N.Z., Woody, D.P.: 1987, *ApJ* 319, 446.
- [186] Masson, C.R., Mundy, L.G.: 1988, *ApJ* 324, 538.
- [187] Mauersberger, R., Henkel, C., Jacq, T., Walmsley, C.M.: 1988, *A & A* 194, L1.
- [188] Mauersberger, R., Henkel, C., Wilson, T.L., Walmsley, C.M.: 1986, *A & A* 162, 199.
- [189] McCutcheon, W.H., Dewdney, P.E., Purton, C.R., Sato, T.: 1991, *AJ* 101, 1435.
- [190] McMullin, J.P., Mundy, L.G., Blake, G.A.: 1993, *ApJ* 405, 599.
- [191] Meaburn, J.: 1975, en "H II Regions and Related Topics", *Lecture Notes in Physics*, 42, 222, ed. T.L. Wilson, D. Downes. Springer-Verlag.
- [192] Menten, K.M., Walmsley, C.M., Henkel, C., Wilson, T.L., Snyder, L.E., Hollis, J.M., Lovas, F.J.: 1986, *A & A* 169, 271.
- [193] Meaburn, J., Walsh, J.R.: 1986, *MNRAS* 220, 745.
- [194] Mezger, P.G., Schraml, J., Terzian, Y. : 1967, *ApJ* 150, 807.
- [195] Mezger, P.G., Chini, R., Kreysa, E., Wink, J.E., Salter, C.J.: 1988, *A & A* 191, 44.
- [196] Mezger, P.G., Wink, J.E., Zylka, R.: 1990, *A & A* 228, 95.
- [197] Migenes, V., Johnston, K.J., Pauls, T.A., Wilson, T.L.: 1989, *ApJ* 347, 301.
- [198] Mitchel, G.F., Huntress, W.J., Jr., Prasad, S.S.: 1979, *ApJ* 233, 102.
- [199] Morgan, J.A., Schloerb, F.P., Snell, R.L., Bally, J.: 1991, *ApJ* 376, 618.
- [200] Morris, M., Palmer, P., Zuckerman, B.: 1980, *ApJ* 237, 1.
- [201] Münch, G.: 1977, *ApJ Let* 212, L77.
- [202] Mundy, L.G., Cornwell, T.J., Masson, C.R., Scoville, N.Z., Baath, L.B., Johansson, E.B.: 1988, *ApJ* 325, 382.
- [203] Mundy, L.G., Scoville, N.Z., Baath, L.B., Masson, C.R., Woody, D.P.: 1986, *ApJ Let* 304, L51.

- [204] Murata, Y., Kawabe, R., Ishiguro, M., Hasegawa, T., Takano, T., Kasuga, T., Morita, K.I., Hayashi, M.: 1990, en "Structure and Dynamics of the Interstellar Medium", IAU Colloquium 120, ed. G. Tenorio-Tagle, M. Moles, J. Melnick.
- [205] Nadeau, D., Geballe, T.R.: 1979, *ApJ Let* 230, L168.
- [206] Nadeau, D., Geballe, T.R., Neugebauer, G.: 1982, *ApJ* 253, 154.
- [207] Nakajima, T., Nagata, T., Nishida, M., Sato, S., Kawara, K.: 1986, *MNRAS* 221, 483.
- [208] Norman, C., Silk, J.: 1979, *ApJ* 228, 197.
- [209] Norman, C., Silk, J.: 1980, *ApJ* 238, 158.
- [210] Ney, E.P., Allen, D.A.: 1969, *ApJ* 155, L193.
- [211] Olofsson, H., Elldér, J., Hjalmarson, Å., Rydbeck, G.: 1982 *A & A* 113, L18.
- [212] Olofsson, H., Hjalmarson, Å., Rydbeck, O.E.H.: 1981 *A & A* 100, L30
- [213] Osterbrok, D.E.: 1974, "Astrophysics of Gaseous Nebulae", W.H. Freeman, San Francisco.
- [214] Osterbrok, D.E.: 1986, "Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei". University Science Books, Mill Valley, CA.
- [215] Padman, R., Scott, P.F., Vizard, D.R., Webster, A.S.: 1985, *MNRAS* 214, 251
- [216] Pankonin, V., Walmsley, C.M., Harwit, M.: 1979, *A & A* 75, 34.
- [217] Pauls, T.A., Wilson, T.L., Bieging, J.H., Martin, R.N.: 1983, *A & A* 124, 23
- [218] Pikel'ner, S.B.: 1968, *Ap. Letters*, 2, 97.
- [219] Pikel'ner, S.B., Sorochenko, R.L.: 1974, *Soviet Astron.*, 17, 443.
- [220] Plambeck, R.L., Wright, M.C.H., Welch, W.J., Bieging, J.H., Baud, B., Ho, P.T.P., Vogel, S.N.: 1982, *ApJ* 259, 617.
- [221] Plambeck, R.L., Snell, R.L., Loren, R.B.: 1983 *ApJ* 266, 321.
- [222] Plambeck, R.L., Wright, M.C.H.: 1987, *ApJ Let* 317, L101.
- [223] Plambeck, R.L., Wright, M.C.H.: 1988, *ApJ Let* 330, L61.
- [224] Pudritz, R., Norman, C.A.: 1983, *ApJ* 274, 677.
- [225] Raga, A.: 1986, *ApJ* 300, 745.
- [226] Reid, M.J., Ho, P.T.P.: 1985, *ApJ Let* 288, L17.
- [227] Richer, J.S., Hills, R.E., Padman, R.: 1992, *MNRAS* 254, 525.

- [228] Rieke, G.H., Low, F.J., Kleinmann, D.E.: 1973, *ApJ Let* 186, L7.
- [229] Ryle, M., Downes, D.: 1967, *ApJ Let* 148, L17.
- [230] Roberts, W.W.: 1969, *ApJ* 158, 123.
- [231] Robinson, L.J.: 1984, *Sky and Telesc.*, 67, 4
- [232] Rowand-Robinson, M.: 1979, *ApJ* 234, 111.
- [233] Rydbeck, O.E.H., Hjalmarson, Å., Rydbeck, G., Elldér, J., Olofsson, H., Sume, A.: 1981, *ApJ Let* 243, L41.
- [234] Sandford, M. T. II, Whitaker, R. W., Klein, R.I.: 1982, *ApJ* 260, 183.
- [235] Sandford, M. T. II, Whitaker, R. W., Klein, R.I.: 1984, *ApJ* 282, 178.
- [236] Sargent, A.I.: 1977, *ApJ* 218, 736.
- [237] Scoville, N.Z., Herhs, K.: 1979, *ApJ* 229, 578.
- [238] Scoville, N.Z., Hall, D.N.B., Kleinmann, S.G., Ridway, S.T.: 1982, *ApJ* 253, 136.
- [239] Schloerb, F.P., Loren, R.B.: 1982, en "Symposium on the Orion Nebula to Honor Henry Draper", ed. A.E. Glassgold, P.J. Huggins, E.L. Schucking, New York: Ann. N.Y. Acad. Sci. 395, 32.
- [240] Schmid-Burgk, J., Güsten, R., Mauersberger, R., Schulz, A., Wilson, T.L.: 1990, *ApJ Let* 362, L25
- [241] Schneps, M.H., Ho, P.T.P., Barret, A.H.: 1980, *A & A* 240, 84.
- [242] Seiden, P.E., Gerola, H.: 1979, *ApJ* 233, 56.
- [243] Sellgren, K.: 1986, *ApJ* 305, 399.
- [244] Sharpless, S.: 1952, *ApJ* 116, 251.
- [245] Sharpless, S.: 1962, *ApJ* 136, 767.
- [246] Shaver, P.A.: 1977, en "Topics in Interstellar Matter", ed. H. van Woerden, Dordrecht: Reidel.
- [247] Schiff, H.I., Bohme, D.K.: 1979, *ApJ* 232, 740.
- [248] Shu, F.H., Lizano, S., Adams, F.C.: 1987, en "Star Forming Regions", p. 417, IAU Symposium 115, ed. M. Peimbert, J. Jugaku.
- [249] Shull, J.M., Beckwith, S.: 1982, *ARA & A* 20, 163.
- [250] Silk, J.: 1981, en "Star Formation (10th Advanced Course of the Swiss Society of Astronomy and Astrophysics, Saas-Fee)".

- [251] Snell, R.L., Loren, R.B., Plambeck, R.L.: 1980, *ApJ Let* 239, L17.
- [252] Snell, R.L., Scoville, N.Z., Sanders, D.B., Erickson, N.R.: 1984 *ApJ* 284, 176.
- [253] Snow, T.P., Morton, D.C.: 1976, *ApJS* 32, 429.
- [254] Snyder, L.E., Hollis, J.M., Ulrich, B.L., Lovas, F.J., Johnson, D.R., Buhl, D.: 1975 *ApJ Let* 198, L81
- [255] Solomon, P.M., Huguenin, G.R., Scoville, N.Z.: 1981, *ApJ Let* 245, L19.
- [256] Spitzer, L.: 1968, "Diffuse Matter in Space". Interscience, New York.
- [257] Spitzer, L.: 1978, "Physical Processes in The Interestelar Medium". Interscience, New York.
- [258] Stutzki, J., Genzel, R., Harris, A.I., Herman, J., Jaffe, D.T.: 1988, *ApJ Let* 330, L125.
- [259] Sugitani, K., Fukui, Y., Ogawa, H., Kawabata, K.: 1986, *ApJ* 303, 667.
- [260] Schwartz, R.D.: 1978, *ApJ* 223, 884.
- [261] Sweitzer, J.S.: 1978, *ApJ* 225, 116.
- [262] Taylor, K., Storey, J., Sandell, G., Williams, P., Zealey, W.: 1984, *Nature*, 311, 236.
- [263] Taylor, K., Dyson, J.E., Axon, D.J., Hughes, S.: 1986, *MNRAS* 221, 155.
- [264] Tenorio-Tagle, G.: 1977, *A & A* 54, 517.
- [265] Tenorio-Tagle, G.: 1979, *A & A* 71, 59.
- [266] Thaddeus, P., Wilson, R.W., Kutner, M., Penzias, A.A., Jefferts, K.B.: 1971, *ApJ Let* 168, L59.
- [267] Thaddeus, P., Kutner, M., Penzias, A.A., Wilson, R.W., Jefferts, K.B.: 1972, *ApJ Let* 176, L73.
- [268] Thronson, H.A., Bally, J.: 1986, *ApJ* 300, 749.
- [269] Thronson, H.A., Harper, D.A., Bally, J., Dragovan, M., Mozurkewich, D., *et al.*: 1986, *AJ* 91, 1350.
- [270] Turner, B.E., Thaddeus, P.: 1977 *ApJ* 211, 755.
- [271] Tielens, A.G.G.M., Hollenbach, D.: 1985, *ApJ* 291, 722.
- [272] Tomisaka, K., Ikeuchi, S.: 1985, *PASJ* 38, 697.
- [273] Torbett, M.V.: 1984, *ApJ* 278, 318.
- [274] Trumpler, R.J.: 1931, *PASP* 43, 255

- [275] Turner, B.E., Zuckerman, B., Fourikis, N., Morris, M., Palmer, P.: 1975, *ApJ* 198, L125.
- [276] Turner, B.E., Gammon, R.H.: 1975, *ApJ* 198, 71.
- [277] Turner, B.E., Thaddeus, P.: 1977, *ApJ* 211, 755.
- [278] Uchida, Y., Shibata, K.: 1984 *PASJ* 36, 105.
- [279] van Altena, W.F., Lee, J.T., Lee, J.F., Lu, P.K., Uppgren, A.R.: 1988, *AJ* 95, 1744.
- [280] van Buren, D., Mac Low, M.-M., Wood, D.O.S., Churchwell, E.: 1990, *ApJ* 353, 570.
- [281] Vandervoort, P.O.: 1963, *ApJ* 139, 869.
- [282] van Dishoeck, F.E., Black, J.H.: 1988, *ApJ* 334, 771.
- [283] Vogel, S.N., Wright, M.C.H., Plambeck, R.L., Welch, W.J.: 1984, *ApJ* 283, 655.
- [284] Vogel, S.N., Bieging, J.H., Plambeck, R.L., Welch, W.J., Wright, M.C.H.: 1985, *ApJ* 296, 600.
- [285] Walker, M.F.: 1969, *ApJ* 155, 447.
- [286] Walmsley, C.M., Winnewisser, G., Tölle, F.: 1980, *A & A* 81, 245.
- [287] Walmsley, C.M., Hermsen, W., Henkel, C., Mauersberger, R., Wilson, T.L.: 1987, *A & A* 172, 311.
- [288] Wannier, P.G., Encarnaz, P.J., Wilson, R.W., Penzias, A.A.: 1974, *ApJ Let* 190, L77.
- [289] Wannier, P.G., Phillips, T.G.: 1977 *ApJ* 215, 796
- [290] Warren, W.H., Hesser, J.E.: 1978, *ApJS* 36, 497.
- [291] Watson, D.M., Genzel, R., Townes, C.H., Storey, J.W.V.: 1985, *ApJ* 298, 316
- [292] Werner, M.W., Gatley, I., Harper, D.A., Becklin, E.E., Lowenstein, R.F., Telesco, M., Thronson, H.A.: 1976, *ApJ* 204, 420.
- [293] Werner, M.W., Dinerstein, H.L., Capps, R.W.: 1983, *ApJ Let* 265, L13.
- [294] White, G.J., Phillips, J.P.: 1988, *A & A* 197, 253.
- [295] White, G.J.: 1989, en "Submillimetre and Millimetre Wave Astronomy, ed. A.S. Webster. Dordrecht: Kluwer.
- [296] Whitworth, A.: 1979, *MNRAS* 186, 59.
- [297] Wilson, O.C., Münch, G., Flather, E.M., Coffeen, M.F.: 1959 *ApJS* 4, 199.
- [298] Wilson, R.W., Jefferts, K.B., Penzias, A.A.: 1970, *ApJ Let* 161, L43.

- [299] Wilson, W.J., Schwartz, P.R., Epstein, E.E., Johnson, W.A., Etcheverry, R.D., Mori, T.T., Berry, G.G., Dyson, H.B.: 1974, *ApJ* 191, 357.
- [300] Wilson, T.L., Pauls, T.A.: 1979, *A & A* 73, 110.
- [301] Wilson, T.L., Downes, D., Bieging, J.H.: 1979, *A & A* 71, 275.
- [302] Wilson, T.L., Johnston, K.J.: 1980, *ApJ* 340, 894.
- [303] Wilson, T.L., Serabyn, E., Henkel, C.: 1986a, *A & A* 167, L17.
- [304] Wilson, T.L., Serabyn, E., Henkel, C., Walmsley, M.: 1986b, *A & A* 158, L1.
- [305] Wilson, T.L., Filges, L.: 1989, en "Radio Recombination Lines: 25 Years of Investigation". *Astrophys. and Space Science Library*. Ed: M.A. Gordon, R. L. Sorochenko.
- [306] Wilson, T.L., Johnston, K.J.: 1989, *ApJ* 340, 894.
- [307] Winnewisser, G., Walmsley, C.M.: 1979, *A & Spa. Sci.* 65, 83.
- [308] Womack, M., Ziurys, L.M., Sage, L.J.: 1993, *ApJ* 406, L29.
- [309] Wood, D.O.S., Churchwell, E.: 1989, *ApJS* 69, 831.
- [310] Woodward, P.R.: 1976, *ApJ* 207, 484.
- [311] Wouterloot, J.G.A., Walmsley, C.M.: 1986, *A & A* 168, 237.
- [312] Wright, M.C.H., Plambeck, R.L., Vogel, S.N., Ho, P.T.P., Welch, W.J.: 1983, *ApJ Let* 267, L41.
- [313] Wright, M.C.H., Vogel, S.N.: 1985, *ApJ Let* 297, L11.
- [314] Wynn-Williams, C.G.: 1982, *ARA & A* 20, 587.
- [315] Wynn-Williams, C.G., Genzel, R., Becklin, E.E., Downes, D.: 1984, *ApJ* 281, 172.
- [316] Yorke, H.W., Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P.: 1983, *A & A* 127, 313.
- [317] Yorke, H.W., Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P.: 1984, *A & A* 138, 325.
- [318] Yusef-Zadeh, F.: 1990, *ApJ Let* 361, L19.
- [319] Zuckerman, B.: 1973, *ApJ* 183, 863.
- [320] Zuckerman, B., Kuiper, T.B.H., Rodríguez-Kuiper, E.N.: 1976, *ApJ Let* 209, L137.
- [321] Zuckerman, B., Palmer, P.: 1974, *ARA & A* 12, 279.
- [322] Zuckerman, B., Palmer, P.: 1975, *ApJ Let* 199, L35.
- [323] Ziurys, L.M., Friberg P.: 1987 *ApJ Let* 314, L49.
- [324] Ziurys, L.M., Wilson, T.L., Mauersberger, R.: 1990, *ApJ Let* 356, L25.